

# **Ultrarövid lézerimpulzusok fázisának mérése és szabályozása**

**PhD értekezés**

***Írta:***

***Görbe Mihály***

***Témavezetők:***

***Dr. Osvay Károly***

***Dr. Kovács Attila***

**Szegedi Tudományegyetem**

**Fizika Doktori Iskola**

**Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék**

**2008**

# Tartalomjegyzék

Bevezetés	2
I. Tudományos előzmények	4
1. A lézerimpulzusok terjedése és erősítése	7
1.1. A lézerimpulzusok matematikai leírása	7
1.2. A fázismodulált-impulzus erősítőrendszerek	10
2. Spektrálisan és térben bontott interferometria	12
2.1. A mérési elrendezés	13
2.1.1. Az interferogramok kiértékelése	16
2.1.2. A diszperziós jelenségek kvalitatív jellemzése	16
2.2. Az állandó fázispont módszere	18
3. A hordozó-burkoló fázis	20
3.1. A hordozó-burkoló fázis fogalma	20
3.2. A hordozó-burkoló fázis csúszása	21
3.3. A hordozó-burkoló fázis szabályozása és stabilizálása	24
4. A nyalábirány-stabilizálási technikák alapjai	27
II. Új tudományos eredmények	29
5. Impulzusnyújtók és -összenyomók vizsgálata	30
5.1. A spektrálisan és térben bontott interferenciacsíkok alakja	30
5.2. A csíkok alakjának fejlődése	32
5.3. Kísérleti eredmények	33
5.3.1. Az impulzusnyújtó diszperziójának megmérése	33
5.3.2. Az impulzuskompresszor durva beállítása az állandó fázispont módszerével	36
5.3.3. A beállítás finomítása	37
5.4. Eljárás a teljes lézerrendszer beállítására	38
5.5. Összegzés	39
6. A hordozó-burkoló fáziscsúszás lineáris mérése	40
6.1. A mérés alapötlete	40
6.2. STBI rezonáns visszacsatoló körrel	42
6.3. Modelleredmények	44
6.3.1. Az integrációs idő és a HBF-csúszás zajának hatása	45
6.3.2. Az aszimmetriarend szerepe és a nyaláb divergenciájának hatása	47
6.3.3. A visszacsatoló kör rezonanciától való elhangolása	49
6.3.4. A kísérleti környezet által okozott fluktuációs hatások	49
6.3.5. A levegő diszperziójának hatása	51
6.3.6. A diszperziós tükrök hatása	52
6.4. Mérési eredmények	53
6.5. Diskusszió	55
6.5.1. Pontosság és használhatósági korlátok	55
6.5.2. A hordozó-burkoló fázis stabilizálása	56
6.5.3. Fehérfényű vagy spektrálisan és térben bontott interferometria?	57
6.6. Összegzés	57
7. A hordozó-burkoló fázis izokronikus hangolása	58
7.1. HBF-hangolás két ék mozgásával, izokronicitás	58
7.2. Az izokronikus HBF-hangoló tervezése	60
7.3. Mérési eredmények	61
7.4. Ék-triplettek és ék-multiplek	66
7.5. Összegzés	68
8. A nyalábirány-stabilizálás megvalósítása és egyéb fejlesztések a TeWaTi lézerrendszeren	69
8.1. A képfeldolgozáson alapuló nyalábirány-stabilizálás fejlesztése	69
8.2. A stabilizálás pontosságának becslése	73
8.3. Egyéb fejlesztések a TeWaTi-n	73
8.4. Összegzés	74
Összefoglalás	75
Summary	77
Irodalomjegyzék	82
Gyakori rövidítések	85
Köszönetnyilvánítás	86

## Bevezetés

Az ultrarövid (azaz időtartamban 10 fs nagyságrendű) lézerimpulzusok megjelenésével két alapvető tudományterületen is új távlatok nyíltak. A *gyors folyamatok kutatásában* általuk sikerült áttörni azt a (néhányszor tíz pikoszekundumos) korlátot, amelyet az elektronikus eszközök feloldóképességének elvi határa szabott meg. A *fény-anyag kölcsönhatás* kutatása terén az addig soha nem tapasztalt intenzitások ( $10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>) a gyakorlatban is tanulmányozhatóvá tették a korábban már megjósolt nemlineáris effektusokat. Új részdiszciplínák és alkalmazások egész sora jött létre. A sok példa közül itt csak néhányat emelek ki. Az újonnan létrejött időfeloldású spektroszkópiában femtoszekundumos pumpa-próba kísérletek garmadáját végezték és végzik a gyors kémiai és biológiai folyamatok feltérképezésére. A koherens-kontroll kísérletek valóságos „molekulaszobrászatot” tesznek lehetővé. Az extrém magas optikai felharmonikusok előállítása elvezetett az attoszekundumos impulzussorozatokhoz, sőt az attoszekundumos fizikához. A fejlődés ma is töretlen, gyorsaságát és jelentőségét semmi sem érzékelteti jobban, mint hogy az utóbbi tíz évben három Nobel-díjat is (1999, 2001, 2005) e tudományterület kiemelkedő tudósainak ítéltek oda.

A legújabb alkalmazások által támasztott igények kielégítése nem mindennapi nehézségű feladat. Az ultrarövid impulzusok erősítésének, mely például a távoli ultraibolya, illetve a lágy röntgenimpulzusok keltéséhez szükséges, egyik jól bevált technikája ma a *fázismodulált-impulzus erősítés*. Ezek az erősítő-rendszerek a *diszperzió* jelenségén alapulnak, az impulzusokat nagy negatív és pozitív *csoportkésleltetés-diszperzióval* rendelkező optikai elrendezéseken vezetik át, mely diszperzióknak nagy pontossággal kompenzálniuk kell egymást az igazán jó impulzusminőség eléréséhez.

Az alkalmazások némelyike alig néhány optikai ciklus hosszúságú impulzusokra épül. Ilyenek a küszöb feletti ionizációs kísérletek, vagy az optikai frekvencia-metrológia, mely az optikában előforduló ( $10^{15}$  Hz nagyságrendű) frekvenciák rendkívül precíz ( $10^8$  Hz pontosságú) mérését teszi lehetővé. Ezen kísérletek stabil végrehajtásához alapvetően fontos, hogy az impulzus kezdőfázisa, vagy más oldalról megközelítve a vivőhullám elhelyezkedése az impulzusburkolón belül, az ún. *hordozó-burkoló fázis* mindvégig ugyanazt az értéket vegye fel.

A leírtak fényében világos, hogy a diszperzió, valamint a kezdőfázis változásának mérése kulcsfontosságú. Ezen mérésekre használhatunk egy egyszerű, lineáris mérési módszert: a *spektrálisan és térben bontott interferometriát*.

A mérésen túl kíváncsi vagyok, hogy a hordozó-burkoló fázis hangolásához olyan eljárás illetve eszköz álljon rendelkezésünkre, melynek működtetése lehetőség szerint „mellékhatásoktól” mentes, azaz nem változtatja meg az impulzusok csoportképletét és csoportképlet-diszperzióját. Egy ilyen berendezés lézerrezonátoron belüli használata nem hangolja el a kibocsátott impulzusok ismétlési frekvenciáját, illetve időbeli hosszát.

A dolgozatban leírt kísérleteimet a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén található TeWaTi lézerlaborban és a berlini Max-Born-Institut laboratóriumaiban végeztem el. Ezen mérések, továbbá a TeWaTi lézerrendszer üzemeltetése során megtapasztaltam, hogy az optikai kísérletek — közülük is különösen a nemlineáris jelenségeket kihasználók, valamint a pontos kezdőfázis beállítást igénylők — nagyon szigorú követelményeket támasztanak a fénynyalábok iránytartására.

Értekezésem I. részében áttekintem munkám tudományos előzményeit és a megoldani kívánt problémákat. Az első fejezetben bevezetem a lézerimpulzusokkal kapcsolatos alapvető fogalmakat, ezután ismertetem a fázismodulált-impulzus erősítés technikáját. A második fejezetben leírom a spektrálisan és térben bontott interferometria módszerét, majd a harmadikban a hordozó-burkoló fázis fogalmát, elterjedt mérési és stabilizálási módszerét tekintem át. Ebben a részben végül a lézernyalábok iránystabilizálásának lehetőségeivel foglalkozom. A II. részben ismertetem elért eredményeimet. Az ötödik fejezetben az impulzusnyújtó-összenyomó rendszerek diszperziójának spektrálisan és térben bontott interferometria segítségével végzett durva- illetve nagy pontosságú beállítását tárgyalom. A hatodikban az ugyancsak spektrálisan és térben bontott interferometriával végzett hordozó-burkoló fáziscsúszás-méréssel foglalkozom. Ez az első eljárás az impulzusok kezdőfázisának mérésére, mely teljes egészében lineáris optikai alapokon nyugszik, és használhatóságának nincsenek elvi sáv szélességi korlátai. A hetedik fejezetben a hordozó-burkoló fázis hangolására tervezett új, más lézerparamétereket nem befolyásoló elrendezésem ismertetem. A nyolcadik fejezetben lézerrendszerünk jel- és pumpalézereinek iránystabilizálását (az iránytartás néhány század milliradiánra történő javítását) tárgyalom, melyet a TeWaTi lézerrendszer vezérlőprogramjának hardveres és szoftveres továbbfejlesztésével egybekötve végeztem el.

# **I. Tudományos előzmények**

A lézertechnikában előállítható impulzusok intenzitása már régen elérte azt az értéket, ami az optikai elemek anyagában komoly sérülést tud okozni. Az ennyire intenzív impulzusok erősítését, továbbítását és felhasználását az is megnehezíti, hogy időbeli alakjuk az anyaggal, már a levegővel való kölcsönhatás közben is torzulhat. E jelenségek elkerülése érdekében az ún. *fázismodulált-impulzus erősítés* módszerét alkalmazzák, mely a nagy intenzitású, ultrarövid lézerimpulzusok előállításának mára már általános technikája. Az ilyen elven működő lézerrendszerek impulzusainak minőségét a *diszperzió* — a *fázis- és szögdiszperzió* egyaránt — jelentősen befolyásolja.

A különböző optikai közegek (gázok, folyadékok, üvegek) törésmutatójának hullámhosszfüggését már korán felismerték, és sokáig kizárólag ezt értették a diszperzió fogalma alatt. Ez a hullámhosszfüggés kétféle jelenséget okoz: a hullámcsomagok (és így a fényimpulzusok) különböző hullámhosszú komponenseinek eltérő haladási sebessége (fázissebessége) folytán a csomag időbeli megnyúlását, „szétkenődését”; valamint a közeghatáron merőlegestől eltérő szög alatti beesésnél a nyalábok hullámhossz szerinti felbomlását különböző irányokba, ahogy azt egy üvegprizmára eső napfénynyaláb esetében mindenki ismeri. Az előbbi jelenséget *fázisdiszperzió*nak, az utóbbit *szögdiszperzió*nak nevezzük. A lézerimpulzusokkal foglalkozó kutatók a fázisdiszperziót gyakran jelző nélkül, egyszerűen diszperziónak nevezik.

Ezen a szinten a diszperziós effektusok leírására elegendő volt a törésmutató hullámhosszfüggését,  $n(\lambda)$ -t ismerni. A lézertechnika azonban bevezetett olyan optikai elemeket is (pl. diffrakciós rácsokat, impulzusnyújtókat és -kompresszorokat, diszperziós tükröket), melyek hasonló jelenségeket okoznak, de a Snellius–Descartes-törvény szerint értelmezhető törésmutatójuk nincs. Ezen elemek fázisdiszperziójának leírására célszerűbb az elem által a fényimpulzus spektrális komponenseihez hozzáadott fázist („*fázistolást*”) megadni a frekvencia függvényében. Sok esetben a fázisfüggvény kellően „sima”, azaz jól közelíthető Taylor-sorral. Ilyenkor a fázisfüggvényt gyakran az impulzus vivőfrekvenciája környezetében vett deriváltjaival, az ún. fázisderiváltakkal adják meg. Az anyagok, optikai elemek fázisdiszperziója a fényimpulzusok *fázismodulációját* okozza, amit idegen szóval *csörpnek* is neveznek.

Az igazán jó impulzusminőség eléréséhez nagyon sok elem, közeg fázistolását kell figyelembe vennünk. A lézeroszcillátornál a keletkező magimpulzusok hossza jórészt azon múlik, hogy az erősítőközeg (általában titán-zafir kristály) anyagi diszperzióját hogyan

sikerül a rezonátoron belüli prizmás impulzuskompresszorral vagy diszperziós tükrökkel kompenzálni. Folytathatjuk a sort a fázismodulált-impulzus erősítési séma impulzusnyújtójával és -kompresszorával, melyeknek szintén jól kell kompenzálniuk egymás diszperzióját. Nem hanyagolható el a céltárgy felé tartó, összenyomott impulzusokat körülvevő csövekben található ritkított levegő diszperziója sem.

A fényimpulzusok jellemzése a fázisderiváltak ismeretén túl — melyek elsősorban az intenzitás-burkolót írják le — a vivőhullám burkolón belüli helyzetének megadásával teljes. Ezt a *hordozó-burkoló fázis* jellemzi. Mielőtt a lézertechnika fejlődésével lehetővé vált volna a néhány optikai ciklusból álló impulzusok előállítása, a kísérleteknél nem volt jelentősége, hogy a viszonylag hosszú impulzusburkolón belül hogyan helyezkedik el a hordozóhullám. A manapság elérhető, egyetlen optikai ciklushoz közelítő rövidségű lézerimpulzusokkal azonban tanulmányoznak már olyan jelenségeket is (küszöb feletti ionizációs kísérletek, magas harmonikusok keltése, attoszekundumos impulzusok előállítása; optikai frekvenciafésűk), amelyeknél a hordozó-burkoló fázis is szerepet kap. Ezen kísérletek folyamán fontos, hogy a hordozó-burkoló fázis mindvégig ugyanazt az értéket vegye fel.

Ebben a részben az ultrarövid lézerimpulzusok fázisa mérésének és szabályozásának alapvető módszereit tekintem át, és az eközben felmerülő problémákra válaszul megfogalmazom célkitűzéseimet.

# 1. A lézerimpulzusok terjedése és erősítése

Dolgozatomban ultrarövid lézerimpulzusok tulajdonságainak mérésével, illetve ilyen impulzusokat kibocsátó lézereken végzett fejlesztésekkel foglalkozom. Ebben a fejezetben bevezetem a későbbiekben használatos alapfogalmakat és jelöléseket, valamint ismertetem a fázismodulált-impulzus erősítés technikáját.

## 1.1. A lézerimpulzusok matematikai leírása

A lézerimpulzusokat legpontosabban az elektromos térerősség-vektor  $E^T(t)$  időbeli lefutásával lehet leírni. Az egyszerűség kedvéért tételezzük fel, hogy az impulzusok lineárisan polarizáltak. Ekkor elegendő az elektromos térerősségnek csak egy térbeli komponensével foglalkozni, a skaláris  $E^T(t)$  mennyiséggel. A legtöbb esetben alkalmazhatjuk a *lassan változó burkoló közelítést* (*slowly varying envelope approximation, SVEA*), azaz feltehetjük, hogy a térerősség leírható egy gyorsan oszcilláló  $\omega_0$  körfrekvenciájú *hordozóhullám* és egy időben lassan változó  $\varepsilon^T(t)$  *burkoló* szorzatával:

$$E^T(t) = \frac{1}{2} \varepsilon^T(t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.. \quad (1)$$

Itt  $\varepsilon^T(t)$  komplex is lehet, míg az elektromos tér magától értetődően valós, ezért szükséges a szorzathoz hozzáadni önmaga komplex konjugáltját. Az impulzusokkal végzett modellszámítások során leggyakrabban Gauss-függvény vagy hiperbolikus szekáns alakú burkolót tételeznek fel, melyeknek rendre az  $\varepsilon_G^T(t) = \varepsilon_0 \exp[-4 \ln 2 \cdot (t/\tau)^2]$ , ill. az  $\varepsilon_S^T(t) = \varepsilon_0 \operatorname{sech}[2.63 \cdot (t/\tau)]$  függvények felelnek meg, ahol  $\tau$  a burkoló időbeli félértékszélessége. Jelöljük a komplex  $\varepsilon^T(t)$  függvény fázisát  $\varphi^T(t)$ -vel, ekkor az előző összefüggés átalakítható az

$$E^T(t) = \frac{1}{2} |\varepsilon^T(t)| \exp[i\varphi^T(t)] \exp[i\omega_0 t] + c.c.$$

alakra. A  $\varphi^T(t)$ -t *időbeli fázisfüggvénynek* nevezzük. Ennek Taylor-sora a következő alakban használatos:

$$\varphi^T(t) = \varphi^T(0) + [\omega(0) - \omega_0]t + \frac{1}{2} \beta(0)t^2 + \dots,$$

ahol felhasználtuk a következő definíciókat: az elsőfokú tagban található  $\omega(0)$  a fény pillanatnyi frekvenciája  $t = 0$ -nál

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \omega_0 + d\varphi^T(t)/dt, \text{ és} \\ \beta(t) &= d^2\varphi^T(t)/dt^2 \end{aligned} \quad (2)$$



az elektromos tér *lineáris fázismodulációja*, más néven *lineáris csörpje* (*linear chirp*). A nulladfokú tagot, a kezdőfázist *hordozó-burkoló fázisnak* is nevezik, ezzel a 3. fejezetben foglalkozom részletesen.

Az elektromos tér eddigi leírása *időképben* történt (ezt jelöli a függvények felső  $T$  indexe), de gyakran hasznosabb *frekvenciaképben* vizsgálni, azaz az elektromos tér spektrumát tekinteni, ami (1) Fourier-transzformálásával a következőképpen írható fel:

$$E^F(\omega) = \frac{1}{2} \varepsilon^F(\omega - \omega_0) + c.c. = \frac{1}{2} \left| \varepsilon^F(\omega - \omega_0) \right| \exp[i\varphi^F(\omega - \omega_0)] + c.c.,$$

ahol  $\varepsilon^F(\omega)$ -val az  $\varepsilon^T(t)$  impulzusburkoló Fourier-transzformáltját jelöltük,  $\varphi^F(\omega)$  pedig  $\varepsilon^F(\omega)$  fázisfüggvénye. Spektrális amplitúdónak az

$$S(\omega) = \left| \varepsilon^F(\omega - \omega_0) \right|$$

függvényt nevezzük. A spektrális amplitúdó abszolútértékének négyzetével arányos a spektrális intenzitás:

$$I(\omega) = S^2(\omega) / 2\mu_0 c,$$

ahol  $\mu_0$  a vákuum permeabilitása és  $c$  a vákuumbeli fénysebesség. Az  $E^F(\omega)$  fázisa, a

$$\varphi(\omega) = \varphi^F(\omega - \omega_0)$$

függvény a *spektrális fázis*, ill. *fázismodulációs függvény*, vagy egyszerűen csak a *fázisfüggvény* nevet viseli.

Többnyire a spektrális fázis is Taylor-sorba fejthető a hordozófrekvencia körül:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} TOD \cdot (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3)$$

Ebben az alakban a femtoszekundumos impulzustechnika szokásos jelöléseit használtuk az ún. *fázisderiváltakra*. Az első a *csoportkésleltetés* (rövidítve CsK, angolul *group delay*,  $GD$ ):

$$GD = d\varphi(\omega) / d\omega \Big|_{\omega=\omega_0},$$

ami az impulzus időbeli késleltetését írja le. A második a *csoportkésleltetés-diszperzió* (rövidítve CsKD, angolul *group-delay dispersion*,  $GDD$ )

$$GDD = d^2\varphi(\omega) / d\omega^2 \Big|_{\omega=\omega_0},$$

ami elsősorban az impulzus időbeli hosszával van kapcsolatban. A harmadik együttható (3)-ban a *harmadrendű diszperzió* (rövidítve HRD, angolul *third order dispersion*,  $TOD$ )

$$TOD = d^3 \varphi(\omega) / d\omega^3 \Big|_{\omega=\omega_0},$$

ami — a még magasabb rendű deriváltakkal együtt — az elő- és utóimpulzusokért felel, így az időbeli kontraszt egyik fontos meghatározója.

Az anyagi közegekben terjedő impulzusok fázismodulációját az anyagok *diszperziója* is alakítja. A *lineáris impulzusterjedés elmélete* [1,2] szerint az impulzusok fázisfüggvényéhez hozzáadódik az érintett közegekre, ill. optikai elemekre jellemző *fázistolás-függvény* (*phase shift*). Ezen additivitás és a deriválás alaptulajdonságainak következtében az impulzus fázisderiváltjaihoz az anyagon való áthaladás leírásakor hozzá kell adni a közeg fázistolásának megfelelő deriváltjait. Ezen az alapon a közeg fázistolásának deriváltjait a megfelelő anyag  $GD^{Med}$ ,  $GDD^{Med}$ ,  $TOD^{Med}$  stb. fázisderiváltjaiként értelmezhetjük. A közegek fázisderiváltjai arányosak a bennük megtett  $L$  geometriai úthosszal:

$$\begin{aligned} GD^{Med} &= n_g^{Med} / c \cdot L \\ GDD^{Med} &= gdd^{Med} \cdot L \\ TOD^{Med} &= tod^{Med} \cdot L \\ &\vdots \end{aligned}$$

ahol  $n_g^{Med}$  a szóban forgó közeg csoport-törésmutatója,  $gdd^{Med}$  és  $tod^{Med}$  a közeg egységnyi geometriai úthosszra vonatkoztatott, ún. *fajlagos csoportkésleltetés-diszperziója* és *fajlagos harmadrendű-diszperziója* az  $\omega_0$  optikai frekvencián. Az anyagi közegek fajlagos csoportkésleltetés-diszperziója normális diszperziójú spektrális tartományokban pozitív.

A terjedés során az impulzus időbeli hosszának változását az impulzus kezdeti lineáris fázismodulációja és a közeg csoportkésleltetés-diszperziója együttesen határozzák meg. Tekintsünk egy  $\tau_0$  hosszúságú Gauss-burkolójú impulzust, mely  $\beta(t) = \beta_0$  időtől független lineáris csörppel (ld. (2) egyenlet) rendelkezik kezdetben, amikor belép egy  $gdd^{Med}$  fajlagos csoportkésleltetés-diszperziójú közegbe. Az impulzus hossza  $z$  geometriai út megtétele után

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{\left(1 + \beta_0 \cdot gdd^{Med} \cdot z\right)^2 + \left(4 \ln 2 \cdot gdd^{Med} \cdot z / \tau_0^2\right)^2}$$

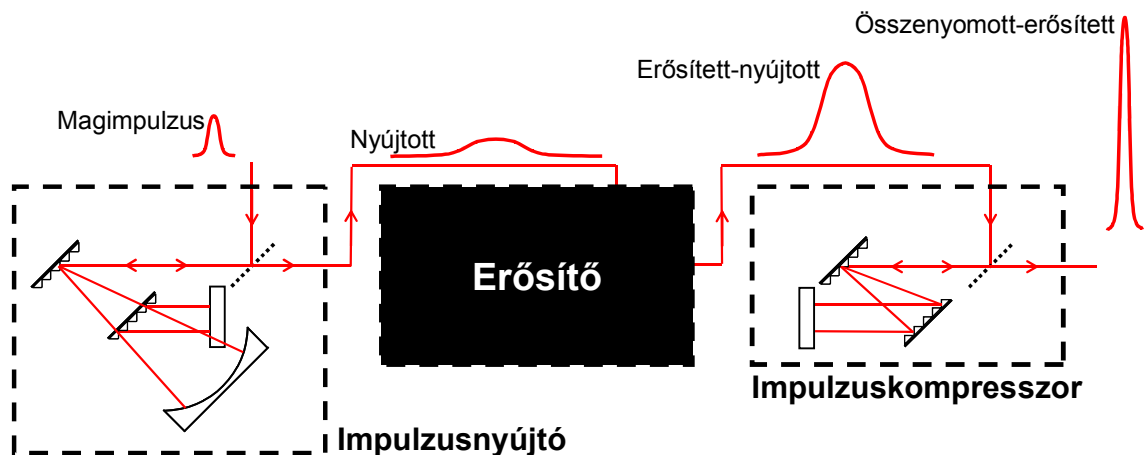
lesz. Látható, hogy  $\beta_0 = 0$  esetén az impulzus időtartama a megtett úttal bármilyen fajlagos csoportkésleltetés-diszperzió esetén nő. Ugyanakkor, ha  $\beta_0$  nullánál kisebb, akkor pozitív  $gdd^{Med}$ -ekre van olyan  $L_0$  terjedési hossz, melynél kisebb  $z$ -kre az impulzus  $\tau(z)$  hossza kisebb, mint a kezdeti hossz. Ezt úgy fogalmazhatjuk meg, hogy a *negatívan csörpölt*

impulzusok időbeli hossza anyagi közegekben való terjedés során kezdetben, egy bizonyos  $L_0$  út megtételéig csökken, később nő.

A fenti képlet alapján a pozitívan csörpölt impulzusok effajta *kompressziója* is elképzelhető, de az ahhoz szükséges negatív csoportkésleltetés-diszperzió nem közegekben valósítható meg, hanem pl. prizmás vagy rácsos *impulzuskompresszorokkal* (ld. a következő szakaszt) esetleg különleges rétegszerkezetű ún. *diszperziós* vagy más néven *csörpölt tükrökkel* [3].

## 1.2. A fázismodulált-impulzus erősítőrendszerek

A rövid lézerimpulzusok általában nem erősíthetők egyetlen lépésben, mert az erősített impulzusok terjedésük során mind az erősítőközegben, mind az optikai elemek között a levegőben olyan nemlineáris effektusokat keltenek (az *önfokuszálást* és az *önfázismodulációt*), amelyek nemcsak a nyaláb tulajdonságait rontják le a használhatatlanságig, hanem a lézerrendszer alkatrészeit is képesek súlyosan károsítani.



1. ábra: A fázismodulált-impulzus erősítés lépései

Erre a problémára nyújt megoldást az ún. *fázismodulált-impulzus erősítés* [4]. Az eljárás alapötlete az 1. ábrán látható. A még erősítetlen rövid magimpulzus időbeli hosszát első lépésként több tízezerszeresére vagy akár százezerszeresére nyújtják. Erre a célra *impulzusnyújtókat* használnak (pl. rácsos nyújtót, ld. ábra). Ezek olyan optikai elrendezések, melyek nagyon nagy pozitív CsKD-vel rendelkeznek. Megnyújtott időtartama, azaz lecsökkentett intenzitása miatt az így kapott fázismodulált impulzus már felerősíthető az optikai elem roncsolásának veszélye nélkül. Ez történik meg a második lépésben. A már megerősített, de még nyújtott impulzust az *impulzuskompresszorral*

(például az ábrán látható rácsos kompresszorral) nyomják össze közel az eredeti hosszúságra. Ezek az összenyomó elrendezések nagy negatív CsKD-t adnak az impulzusokhoz. Az impulzusok összenyomását gyakran a céltárggyal közös vákuumkamrában végzik, hogy elkerüljék a nyaláb levegővel történő kölcsönhatását.

A fázismodulált lézerrendszerek helyes beállításához szükségünk van a nyújtó fázistorzító hatásának ismeretére. Ez elsősorban a csoportkéseletetés-diszperzióval jellemezhető. Bár a CsKD kiszámítható a nyújtóbeli optikai elemek elhelyezkedéséből is, a távolságok és a szögek mérési pontatlanságai számottevő hibát okozhatnak. Ezért praktikusabb az elemek mozgatásával történő CsKD-szabályozást folyamatos diszperziómérés közben végezni.

A kinyújtott impulzusok időbeli hossza tipikusan a 10–500 ps tartományba esik. Ebben az intervallumban sávkamerák használatosak, de ezek csak a burkoló időbeli alakját tudják mérni, a fázisszerkezetről nem szolgáltatnak információt. Ez utóbbi mérésére az önreferenciás technikák — mint az autokorreláció [5], a frekvenciabontott optikai kapuzás (frequency-resolved optical gating, FROG) [6] és a spektrális fázis-interferometria a közvetlen elektromostér-rekonstrukcióra (phase interferometry for direct electrical field reconstruction, SPIDER) [7] — ebben az esetben nem alkalmasak a kinyújtott impulzusok hossza és alacsony csúcsintenzitása miatt.

A nyújtó működésének jellemzése után a rácsos impulzuskompresszorral kompenzálnunk kell a fázismodulált lézerrendszer teljes diszperzióját. *E művelethez azonban nem létezik olyan mérési módszer, amellyel a maradék diszperzió több nagyságrenden keresztül figyelemmel kísérhető lenne. Jelenleg a beállítás kezdetén, 10–500 ps-os impulzushosszak között itt is sávkamerák használhatók a becslésre, a finomhangoláshoz, 100 fs alatt pedig pl. autokorrelátorok, melyek azonban egymástól gyökeresen eltérő eszközök.*

**1. (a) Új beállítási eljárást adok a fázismodulált-impulzus erősítőrendszerekben található nyújtó–összenyomó egység eredő diszperziója eliminálásához, mely közös, valós idejű diszperziómérést lehetővé tevő felépítést használ a maradék diszperziónak mind a kezdeti durva, mind a végső finom beállításához.**

## 2. Spektrálisan és térben bontott interferometria

Ahogy a Bevezetésben már jeleztem, az ultrarövid lézerimpulzusok hatékony előállításához és alkalmazásához nélkülözhetetlen a lézerrendszer részegységei és a mérőberendezések diszperziójának minél pontosabb ismerete [1,2,8,9].

Az anyagi diszperziót *közvetlenül* is megmérhetjük a lézerrendszeren áthaladó femtoszekundumos impulzusok spektrális csoportkésleltetéséből [10], vagy használhatjuk a fázisdiszperzió meghatározására kifejlesztett számos *interferometrikus* eljárás valamelyikét. Ezek többsége a *spektrális interferometria* tárgykörébe tartozik.

A spektrális interferometria maga is tovább osztható altémakörökre különféle szempontok alapján. Az interferométer kimenetén a tárgy- és a referencianyaláb lehet kollineáris vagy nem-kollineáris. A spektrális interferenciacsíkok felvételére használhatunk egydimenziós diódasorokat vagy kétdimenziós CCD chipeket (régebben fotolemezt). Az interferogramokat kiértékelhetjük csupán egyetlen, a hullámhossztengellyel párhuzamos sor menti intenzitás-eloszlás alapján (egydimenziós kiértékelés), vagy egy kétdimenziós detektor minden adatpontját felhasználva. Ez utóbbit kétféleképpen is megtehetjük. Ha minden térkoordinátához tartozó sorra elvégezzük az egydimenziós kiértékelést, akkor a fázisderiváltak térfüggéséről is információt kapunk. Ha a térbeli koordinátatengellyel párhuzamos oszlopokat értékeljük ki minden hullámhossznál, azzal jelentősen javítható a mérési pontosság, feltéve, hogy a fázisderiváltak nem helyfüggőek.

Értekezésemben a *spektrálisan és térben bontott interferometriával*, valamint az *állandó fázispont módszerével* fogok foglalkozni. Az előbbi esetben a nyalábok nem-kollineárisan találkoznak, a kiértékelés pedig a térbeli tengellyel párhuzamos oszlopokon alapul két dimenzióban. Az utóbbi eljárásnál a nyalábok párhuzamosak, és lehetőség van egydimenziós kiértékelésre, valamint — amint azt eredményeim között, az 5. fejezetben látni fogjuk — az interferenciacsíkok alakjából gyors kvalitatív következtetések is levonhatóak. Az állandó fázispont módszerét a spektrálisan és térben bontott interferometria elfajult eseteként is fel lehet fogni, ezért közös fejezetben tárgyalom őket.

A spektrálisan és térben bontott interferometriának (rövidítve: *STBI*, angolul: *spectrally and spatially resolved interferometry*, *SSRI*) már az első alkalmazásainál [11–13] észrevették, hogy az interferenciakép nagyon szemléletes, és gyors vizuális becslésekre ad lehetőséget. Például a fémgözők anomális diszperziójának mérésekor létrejövő interferenciacsíkok nagyon hasonlítottak a gőz fázisfüggvényére. Ennek ellenére, amíg

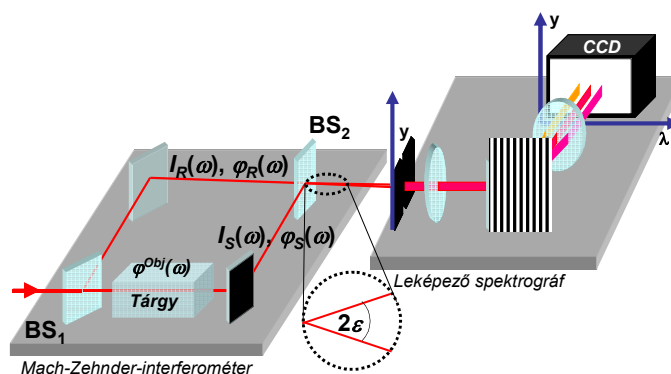
ezen mérésekhez csak a fotolemez állt rendelkezésre, nem volt lehetőség kiemelkedő pontosság elérésére.

A CCD kamerák alkalmazása lehetővé tette az interferogramok számítógépes feldolgozását. Ez a technikai előrelépés utat nyitott az optikai elemek fázisfüggvényének nagy pontosságú megméréséhez is gyakorlatilag a spektrum bármely részén. Az STBI-t ezért az elmúlt tizenöt évben használták pumpa-próba kísérletekre [14], diszperzió-kompenzáló, telítődő abszorbens alapú tükrök diszperziójának megmérésére [15], lézerimpulzusok fázisszerkezetének jellemzésére [16,17], valamint impulzusformálók karakterizálására [18,19].

A Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén közel két évtizedes hagyományai vannak a repülési idő-, valamint spektrálisan bontott interferometriának. A Tanszéken belül 1998-tól kezdve a TeWaTi kutatócsoport is intenzíven hozzájárult e tudományterület fejlődéséhez. Eredményeik között megemlíthető a lencsék által okozott térbeli [20] és időbeli [21] impulzusfront-torzulás vizsgálata, az optikai anyagok csoport-törésmutatójának mérése [22], izokronikus hangolású impulzuskompresszor fejlesztése [23] csörpölt lézertükrök Michelson- [24,25], valamint Fabry–Perot-interferométerrel [26] történő diszperziómérése, impulzuskompresszorok magasabb rendű diszperziójának termikus hangolása [27].

## 2.1. A mérési elrendezés

A spektrálisan és térben bontott interferometria egy kétsugaras interferométer és egy leképező spektrográf kombinációján alapul. Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy Mach–Zehnder-interferométert, melyet széles spektrumú fénnel világítunk ki, ami femtoszekundumos impulzussorozat és fehér fény is lehet (2. ábra).



2. ábra: Egy tipikus spektrálisan és térben bontott interferometriai elrendezés. A tárgy- és referencianyaláb  $2\varepsilon$  szög alatt találkozik.

Az interferométernek azt a karját, amelybe a mérendő  $\varphi^{Obj}(\omega)$  fázistolású diszperzív tárgyat (anyagot, optikai elemet stb.) helyezzük, *tárgykar*nak hívjuk. A tárgyimpulzusok  $I_S(\omega)$  spektrális intenzitása és  $\varphi_S(\omega)$  fázisa módosul a mintán való áthaladás során. Az interferométer másik, ún. *referenciakarjában* az  $I_R(\omega)$  intenzitású és  $\varphi_R(\omega)$  fázisú referencia-impulzusok a nyalábtereléshez feltétlenül szükséges tükröktől, nyalábosztóktól eltekintve zavartalanul terjedhetnek. A referenciakarba általában precíziós eltolót is építenek a referencia- és tárgyimpulzusok pontos időbeli szinkronizálására. A tárgyra jellemző mennyiségeket  $S$ , a referenciakarra jellemzőket  $R$  indexszel különböztetjük meg.

A tárgy- és referencia-impulzusok fázisfrontjainak találkozási szögét  $2\varepsilon$ -nal jelöljük, ami a referenciakar valamelyik tükrének vízszintes tengely körüli enyhe megdöntésével változtatható. A spektrográf részének irányát (ami a 2. ábrán függőleges) jelöljük ki  $y$  tengelynek. Az időben átfedő tárgy- és referencia-impulzusok által létrehozott interferencia-mintázat a bemeneti résre jut. Ezen intenzitás-eloszlásnak a rés által kivágott egydimenziós szeletét a spektrográf bontóeleme (általában rácsa) tovább bontja, azaz szétteríti spektrálisan, vízszintes irányban. A kamera által rögzített (a 2. ábrán a  $(\lambda, y)$  koordinátarendszerben megjelenő) kép így lesz spektrálisan ( $\lambda$  irányban) és térben ( $y$  irányban) bontott.

Az interferencia egyik alapfeltétele az, hogy az impulzusok időben átfedjenek, azaz akkor keletkeznek maximális láthatóságú interferenciacsíkok az interferométer kimenetén, ha a terjedési idő a referencia- és a tárgyimpulzusokra ugyanakkora. Ehhez a két kar csoportkéseletetésének, mely az optikai elemek, a közeg és a tárgy csoportkéseletetéséből tevődik össze, meg kell egyeznie:

$$\begin{aligned}\Delta GD &= GD_R - GD_S = (GD_R^{Opt} - GD_S^{Opt}) + (GD_R^{Med} - GD_S^{Med}) - GD^{Obj} = \\ &= \Delta GD^{Opt} + n_g^{Med} / c \cdot \Delta L - GD^{Obj} = 0\end{aligned}\quad (4)$$

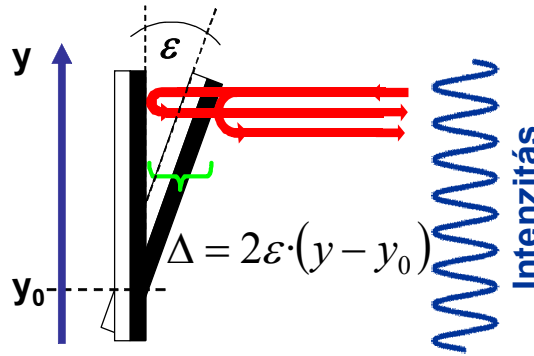
ahol  $\Delta L = L_R - L_S$ .

A spektrálisan bontott interferenciacsíkok akkor lesznek *térben* is bontottak, ha a referencia- és tárgyimpulzusok hullámfrontjai egymással  $2\varepsilon \neq 0$  szöget zárnak be. A továbbiakban az STBI esetében a hullámfrontokat síkokkal fogjuk közelíteni. A síkhullám-közelítésnek a gyakorlatban használt — Gauss-nyalábbal leírható sugár kibocsátó — lézerek esetében akkor van létjogosultsága, ha az interferenciaképet az ún. nyalábnyaktól kellő távolságban vizsgáljuk, a nyalábok iránya közötti szög pedig kellően „nagy”, azaz eléri a néhány milliradiánt (ill. néhány tized fokot). A késleltetés (úthossz-különbség) ilyenkor változik a spektrográf rése mentén (3. ábra), és a referencia- és tárgyimpulzusok

interferenciájából olyan intenzitás-mintázat keletkezik, amely az  $y$  térbeli koordinátától is függ a következő formában:

$$I(y, \omega) = I_R(y, \omega) + I_S(y, \omega) + 2\sqrt{I_R(y, \omega)I_S(y, \omega)} \cos \left[ \Delta\varphi(\omega) + \frac{\omega n^{Med}(\omega)}{c} 2\varepsilon(y - y_0) \right], \quad (5)$$

ahol  $n^{Med}(\omega)$  a közeg törésmutatója,  $y_0$  az a térbeli koordináta, ahol a terjedési idő a két karban pontosan megegyezik (ld. (4) egyenlet) és  $\Delta\varphi(\omega)$  a karok közötti spektrális fáziskülönbség az  $y_0$  koordinátánál.



3. ábra: A térben bontott interferenciacsíkok kialakulása egy adott hullámhossz-komponensre

A karok fáziskülönbsége szintén az optikai elemek, a közeg és a tárgy spektrális fázistolásának különbségéből tevődik össze, ezért (4) mintájára írhatjuk, hogy

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\omega) &= \varphi(\omega)_R - \varphi(\omega)_S = [\varphi_R^{Opt}(\omega) - \varphi_S^{Opt}(\omega)] + [\varphi_R^{Med}(\omega) - \varphi_S^{Med}(\omega)] - \varphi^{Obj}(\omega) = \\ &= \Delta\varphi^{Opt}(\omega) + \omega n^{Med}(\omega)/c \cdot \Delta L - \varphi^{Obj}(\omega) \end{aligned}, \quad (6)$$

ahol  $n^{Med}(\omega)$  a közeg (fázis)törésmutatója. Ezek szerint a karok spektrális fáziskülönbségéből meghatározható a tárgy fázistolása.

Általános esetben, ha a síkhullám-közelítés nem alkalmazható, mert az interferencia túl közel történik valamelyik nyalábnyakhoz, vagy a nyalábok kollineárisak, mint a fejezet végén ismertetett állandó fázispont módszerénél, az

$$I(y, \omega) = I_R(y, \omega) + I_S(y, \omega) + 2\sqrt{I_R(y, \omega)I_S(y, \omega)} \cos[\Delta\varphi(\omega) + \Delta\Phi^{geom}(y, \omega)] \quad (7)$$

egyenletet kell használnunk, melyben a  $\Delta\Phi^{geom}(y, \omega)$  az interferométer geometriai tulajdonságaiból adódó útkülönbség miatti fáziseltérést jelenti.



### 2.1.1. Az interferogramok kiértékelése

Az interferencia-mintázat legnyilvánvalóbb kiértékelési módszere [24] közvetlenül az elméletből származtatható, ha a (5) egyenletet átrendezzük a

$$\cos\left[\Delta\varphi(\omega) + \frac{\omega n^{Med}(\omega)}{c} 2\varepsilon(y - y_0)\right] = \frac{I(y, \omega) - I_R(y, \omega) - I_S(y, \omega)}{2\sqrt{I_R(y, \omega)I_S(y, \omega)}} \quad (8)$$

alakra. A (8) egyenletben ún. normalizált interferogramot számítunk az  $I(y, \omega)$  interferencia-csíkrendszerből, valamint a referenciakar  $I_R(y, \omega)$  és a tárgykar  $I_S(y, \omega)$  intenzitás-eloszlásából. Láthatjuk, hogy a normalizált interferogramot egy olyan koszinusz-függvény írja le, melynek argumentumában  $\Delta\varphi(\omega)$  a tárgy mérendő fázisát tartalmazza (ld. (6) egyenlet). Ezért, ha koszinusz-függvényeket illesztünk a normalizált interferogram minden oszlopára, megkapjuk a fázis körfrekvenciától való függését. Az ily módon meghatározott spektrális fázisértékekre megfelelő rendű polinomot illesztve megkapjuk a keresett fázisderiváltak értékét.

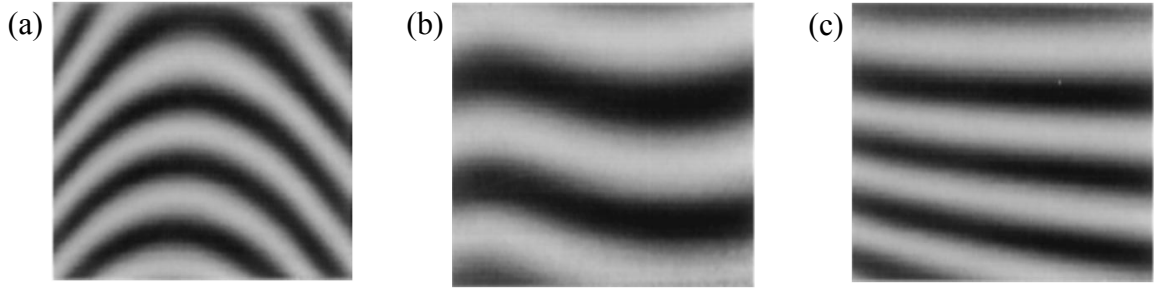
A koszinusz-függvények illesztésekor *nemcsak fázisértékeket* kapunk, hanem a csíkok  $\Lambda$  *periódusát* is. Ezekből meghatározhatjuk a referencia- és a tárgynyaláb relatív szögdiszperzióját, mivel  $\Lambda$  a tárgy- és a referencianyaláb találkozási szögével van kapcsolatban akkor is, ha az a körfrekvencia, ill. a hullámhossz függvénye [19,28]:

$$\varepsilon(\lambda) = \lambda/2\Lambda(\lambda). \quad (9)$$

Szögdiszperzió-mentes esetben, vagyis ha a referencia- és a tárgynyaláb fázisfrontjai által bezárt szög állandó ( $2\varepsilon(\lambda) = 2\varepsilon$ ), az STBI-csíkok periódusa  $\lambda$ -val egyenesen arányos (ld. (9) egyenlet).

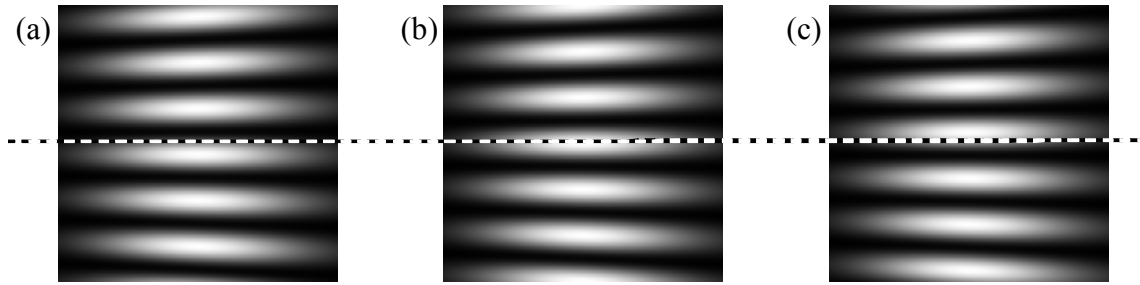
### 2.1.2. A diszperziós jelenségek kvalitatív jellemzése

A referencia- és a tárgykar közötti  $\Delta\varphi(\omega) = \Delta\varphi^{Opt}(\omega) + \omega n^{Med}(\omega)/c \cdot \Delta L - \varphi^{Obj}(\omega)$  fáziskülönbség frekvenciafüggése kiolvasható az interferenciacsíkok alakjából [29]: a négyzetes függés (elsősorban a tárgy CsKD-je) parabolikus alakot (4.a ábra), a harmadrendű függés harmadrendű függvényalakot ad a csíkoknak (4.b ábra). Diszperzív minta nélkül a csíkok egyenesek, és szögdiszperzió-mentes esetben a hullámhosszal lineárisan széttartóak (4.c ábra). Meredekségüket a fáziskülönbség lineáris része (a CsK) határozza meg, ami az interferométer karjainak útkülönbségétől függ.



4. ábra: A fázisdiszperzió hatása az STBI-csík alakjára: jelentős CsKD-vel (a), ill. HRD-vel (b) rendelkező tárgy, valamint az „üres” interferométer (c) interferogramja

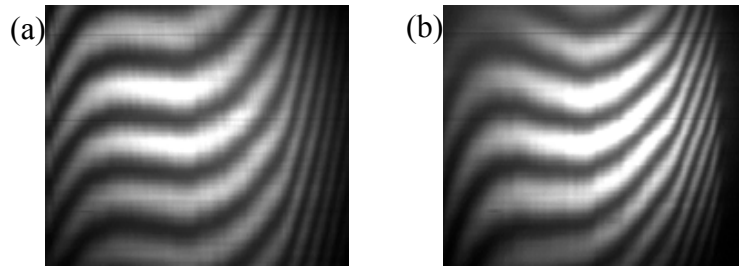
A fáziskülönbség konstans tagja, ami — mint azt az eredményeim között, a 6. fejezetben látni fogjuk — a hordozó-burkoló fázis csúszásával hozható kapcsolatba, a minimumok és maximumok helyét határozza meg, a csíkok alakjára viszont nincs hatással (5. ábra).



5. ábra: A hordozó-burkoló fázis különbségének megjelenése az STBI-csík helyzetében:

$$\Delta\varphi_{CE}^{R-S} = \pi/2, (a) \Delta\varphi_{CE}^{R-S} = 0 (b) \text{ és } \Delta\varphi_{CE}^{R-S} = -\pi/2 (c)$$

Mint már említettem, ha a referencia- és a tárgynyalábok bezárt szöge nem függ a hullámhossztól, akkor a csíkok lineárisan széttartóak (4.c ábra). Ellenkező esetben, azaz nullától különböző szögdiszperzió esetén a lineáris kapcsolat megszűnik ((9) egyenlet).



6. ábra: A szögdiszperzió hatása az STBI-csík divergenciájára: a tárgykarban nincs (a), ill. van (b) számottevő szögdiszperzióval rendelkező tárgy

Két interferenciakép között a csíkok divergenciájának különbsége még erős fázismoduláció (azaz nagyon görbült csíkmenet) esetén is észrevehető (6. ábra).

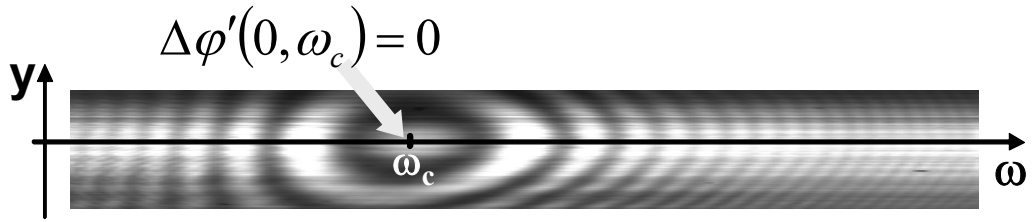
## 2.2. Az állandó fázispont módszere

Az állandó fázispont módszere (rövidítve *ÁFP módszer*, angolul: *stationary-phase point method*, *SPP method*) az STBI-nek olyan elfajult eseteként fogható fel, melynek alkalmazásakor a tárgy- és a referencianyaláb *kollineárisan* találkozik, vagyis bezárt szögük 0-hoz tart. Ilyenkor nem használhatjuk a síkhullám-közelítést, mert a detektoron találkozó impulzusok közötti helyfüggő fáziskülönbségben fontos szerepet kap a hullámfrontok eltérő görbülete. Ez az elrendezés is alkalmas a diszperzió mérésére. Az eljárás az *állandó fázisú pont* [30] spektrális helyének vizuális leolvasásán alapul, és optikai szálak diszperziójának mérésénél már hasznos módszernek bizonyult [31–33].

Tételezzük fel, hogy a két nyaláb tengelye egybeesik és az  $y = 0$  koordinátánál érik el a detektort. Ha spektrális bontásban vizsgáljuk az interferenciaképüket (7. ábra), akkor a nyalábok fáziskülönbsége az  $\omega$  tengely mentén (ahol  $y = 0$ ), így írható fel:

$$\Delta\varphi(0, \omega) = \varphi^{Obj}(\omega) - \frac{\omega n^{Med}(\omega)}{c} \cdot \Delta L, \quad (10)$$

ahol  $\varphi^{Obj}(\omega)$  a tárgy által okozott fázistolás,  $\Delta L$  az útkülönbség a két kar között  $y = 0$ -nál, és a (7)-beli  $\Delta\Phi^{geom}(y, \omega)$  tagot  $-\frac{\omega n^{Med}(\omega)}{c} \cdot \Delta L$  alakban vettük figyelembe.



7. ábra: Egy tipikus spektrálisan és térben bontott interferogram az állandó fázisú ponttal

Állandó fázisú pontnak a spektrálisan és térben bontott interferencia-mintázat középpontját nevezzük, ami azon  $\omega_c$  körfrekvenciánál található, ahol  $\Delta\varphi'(0, \omega_c) = 0$  (a „'” jelölés az  $\omega$  szerinti deriválást jelöli). Más szóval az  $\omega$  tengelyen haladva  $\omega_c$ -ig a nyalábok fáziskülönbsége (és ezzel az interferencia rendje) nő, utána csökken, vagy megfordítva (7. ábra, a csíkrendszer elliptikus jellegének kiemelése érdekében gyűjtőlencsét használunk a tárgykarban, ld. az eredményeket az 5. fejezetben). Tegyük fel, hogy a közeg levegő, és

diszperzióját elhanyagolhatjuk, azaz  $n^{Med}(\omega) = n_g^{Med}(\omega) = 1$ . Ekkor (10)-et  $\omega$  szerint deriválva és a megoldását felírva, a tárgy csoportkésleltetésére,  $\varphi'^{Obj}(\omega)$ -ra  $\omega_c$ -nél azt kapjuk, hogy az közelítőleg a tárgy- és a referencia-impulzusok közötti  $\tau$  időkésleltetéssel azonos:

$$\varphi'^{Obj}(\omega_c) = \frac{n^{Med}(\omega)}{c} \cdot \Delta L + \frac{\omega}{c} \cdot \Delta L \cdot \frac{dn^{Med}(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{c} \cdot \Delta L = \tau.$$

A  $\tau$  késleltetést változtatva, az állandó fázisú pont mozog az  $\omega$  tengely mentén. A mozgás iránya és gyorsasága rendre a tárgy CsKD-jének előjelétől és nagyságától függ. A relatív csoportkésleltetést a körfrekvencia függvényében úgy mérhetjük ki, hogy több különböző  $\tau_i$  késleltetésnél is felvesszük az interferenciaképet, és minden esetben leolvassuk az ÁFP  $\omega_{c,i}$  spektrális helyét. A mért spektrális csoportkésleltetés a

$$\varphi'^{Obj} : \omega_{c,i} \mapsto \tau_i \quad (11)$$

függvény lesz.

Minél nagyobb a mérendő CsKD, annál pontosabban működik az ÁFP módszer, ezért különösen alkalmas megnyújtott impulzusok jellemzésére. Ahogy a relatív CsKD csökken, az interferenciacsíkok vastagsága (azaz az  $\omega$ -tengely menti kiterjedésük) növekszik, és az állandó fázisú pont helyének leolvasása megbízhatatlanná válik. Ekkor már csak fázismodulált koszinusz-függvény illesztésével tudjuk a pont helyét meghatározni. Ez a diszperziómérés pontosságát javíthatja némileg, de nem ad új információt az egy adott késleltetésnél illesztett fázismodulált koszinusz-függvény paramétereiből számolható diszperzióhoz képest [34].

Érdemes megjegyezni, hogy a kétdimenziós STBI-csíkrendszerek 7. ábrán látható elliptikus természetét már 1927-ben megfigyelték üveglemez-tárgyak esetében [35].

Az állandó fázisú pont akkor is felismerhető, ha csak egydimenziós detektor (pl. diódasor) áll rendelkezésre, mely a hullámhossztengellyel párhuzamosan van beállítva. *Az állandó fázispont módszere a csíkok kétdimenziós formájába foglalt információt a mérendő tárgy diszperziójáról kihasználatlanul hagyja.*

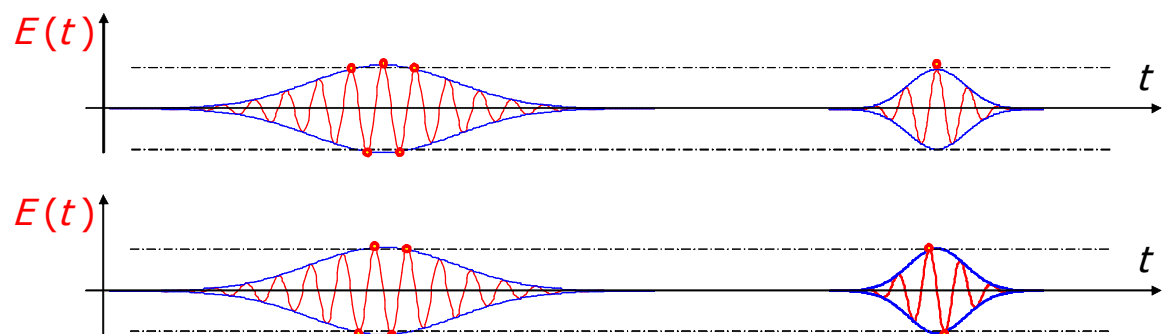
**1. (b) Megvizsgálom, hogy az állandó fázispont módszerével előállított interferenciacsíkok alakja felhasználható-e a tárgy diszperziójának gyors becslésére. Az eljárást felhasználom az impulzusnyújtó-összenyomó egységek 1.a célkitűzésben megfogalmazott beállítási eljárásának gyors, valós idejű nyomon követésére is.**

### 3. A hordozó-burkoló fázis

A legtöbb femtoszekundumos fizikai jelenség (magasharmonikusok keltése, attoszekundumos impulzusok előállítása, optikai frekvencia-metrológia, optikai órák, koherens kontroll-kísérletek) esetében elengedhetetlenül szükséges, hogy az impulzusok ún. *hordozó-burkoló fázisa* egy meghatározott értéket vegyen fel [36–40]. Újabb erőfeszítéseknek köszönhetően [41,42] manapság nemcsak fázisstabilizált femtoszekundumos oszcillátorokhoz lehet kereskedelmileg hozzáférni, hanem ígéretes kísérletek és fejlesztések irányulnak az erősített lézerimpulzusok stabilizálására is [42–47]. Legújabban kimutatták, hogy a hordozó-burkoló fázis megmaradása a néhány ciklusos impulzusok és nemesgázok kölcsönhatásakor kiterjesztheti a néhány ciklusos fázisstabilizált impulzusok előállítását a távoli ultraibolya tartományba is [48,49].

#### 3.1. A hordozó-burkoló fázis fogalma

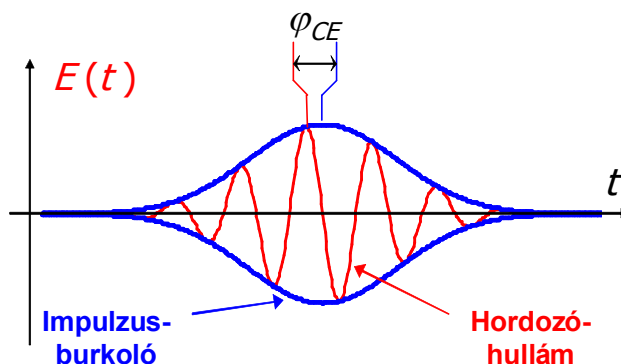
Ahogy a lézerimpulzusok egyre rövidebbekké váltak, és időtartamuk összemérhető lett a bennük rezgő elektromágneses tér periódusidejével, egyre fontosabbá vált annak ismerete, hogy hogyan helyezkedik el a fényt hordozó elektromágneses hullám a térerősség burkolóján belül.



8. ábra: A 0 (felül) és a  $\pi/2$  (alul) hordozó-burkoló fázis megjelenése egy 10 fs (baloldalt) és egy 4 fs (jobboldalt) hosszúságú impulzus elektromos terének időbeli lefutásában

A 8. ábra a bal oldalán két „hosszabb” (10 fs időbeli félértékszélességű, 800 nm-es hullámhosszú), a jobb oldalán két rövidebb (4 fs-os) fényimpulzus idő – elektromos térerősség (piros vonal), ill. idő – térerősségburkoló (kék vonal) grafikont láthatjuk egymás alatt. A hosszabb impulzusok között alig látunk különbséget. A rövid impulzusoknál azonban jól látszik, hogy különbözőképpen helyezkedik el a hordozóhullám

a burkolóhoz képest. Ennek hatása lehet a fény-anyag kölcsönhatásra is: ha a felső rövid impulzust használjuk fel valamilyen kísérlethez, akkor előfordulhat, hogy csak a középső térerősség-csúcs elegendő a jelenség kiváltásához (a kölcsönhatás feltételezett térerősségkülbszöbét pontvonal jelöli), és így egyetlen erős csúcsot mérhetünk a kimeneten. Ha az alsót használjuk, akkor két gyengébb csúcsot figyelhetünk meg, mert a két egyforma abszolútértékű pozitív és negatív csúcs egyaránt elég lehet az effektus kiváltásához.



9. ábra: A hordozó-burkoló fázis definíciója

A hordozó-burkoló fázis (rövidítve: HBF, angolul: *carrier-envelope phase*, *CE phase*, *CEP*) fogalma ennek a kvalitatív megfigyelésnek ad matematikai formát. Amint a 9. ábrán látható, a  $\varphi_{CE}$  azt írja le, hogy milyen fázissal siet a hordozóhullám a burkoló csúcsértékéhez képest.

### 3.2. A hordozó-burkoló fázis csúszása

Az  $L$  geometriai hosszúságú,  $n$  fázis- és  $n_g$  csoport-törésmutatójú anyagon áthaladó fényimpulzus  $\omega$  optikai frekvenciájú hordozóhulláma  $nL/c$  (fázis)késleltetést, burkolója pedig  $n_g L/c$  (csoport)késleltetést szenved. Ennek következtében a hordozóhullám „elmozdul” a burkoló „alatt”, azaz hordozó-burkoló fázistolás következik be, melynek mértéke

$$\Delta\varphi_{CE} = \omega/c \cdot (n_g - n)L, \quad (12)$$

azaz az anyag fázis- és csoport-törésmutatójának különbségével arányos.

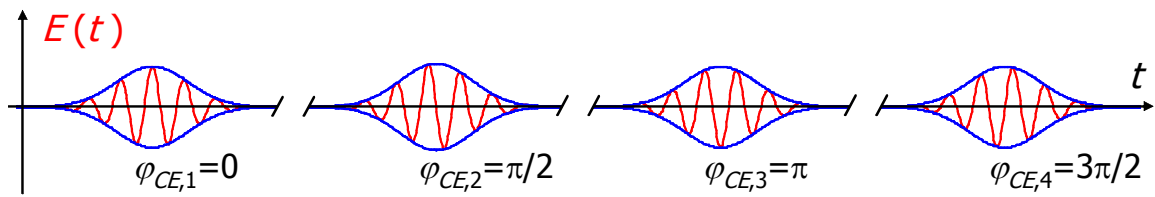
Ezek a megfontolások érvényesek a lézerezőscillátorok elemeire is. A kibocsátott impulzussorozat impulzusai között akkora a hordozó-burkoló fáziskülbszöb, amekkora az elemeken való kétszeri áthaladás közben történő hordozó-burkoló fázistolás. Ezt a

különbséget *hordozó-burkoló fáziscsúszásnak* vagy *HBF-csúszásnak* (*CEP-slippage*, *CEP-drift*) nevezik [50]:

$$\Delta\varphi_{CE}^{oszcillátor} = 2 \cdot \sum_{i \in \text{az oszcillátor optikai elemei}} \omega/c \cdot (n_{g,i} - n_i) L_i + \Delta\varphi_{NL}(I), \quad (13)$$

ahol az utolsó tagban az oszcillátoron belüli magas  $I$  intenzitás által keltett nemlineáris törésmutató-változás HBF-toló hatását vettük figyelembe.

A 10. ábrán egy olyan impulzussorozatot láthatunk, amelynek HBF-csúszása  $\Delta\varphi_{CE} = \pi/2$ .



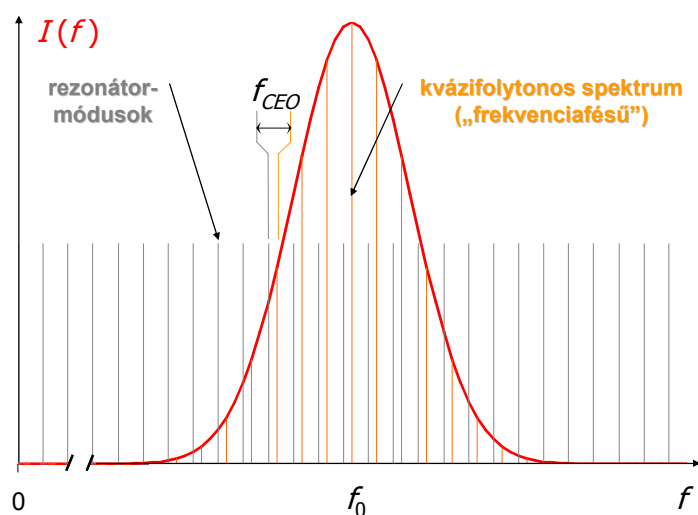
10. ábra: Egy  $\pi/2$  HBF-csúszással rendelkező impulzussorozat

A hordozó-burkoló fázis csúszásának mérésére és impulzussorozatok fázisstabilizálásának vezérlésére napjainkban az ún.  $f$ -to- $2f$  *interferometria* használatos. Ez azon alapul, hogy a fázis csúszásának hatására az impulzusok széles, kvázifolytonos spektrumának diszkrét vonalai (a lézerimpulzusok „*frekvenciafésűje*”) eltolódnak a lézerrezonátor longitudinális módusaitól, amint az a 11. ábrán látható. Ez az ún. *hordozó-burkoló offszetfrekvencia* (rövidítve: *HBO frekvencia*, angolul: *carrier-envelope offset frequency*, *CEO frequency*) egyenesen arányos a hordozó-burkoló fázis változási gyorsaságával,  $\Delta\varphi_{CE}$ -vel [50,51]:

$$f_{CEO} = \Delta\varphi_{CE} / 2\pi \cdot f_{rep}, \quad (14)$$

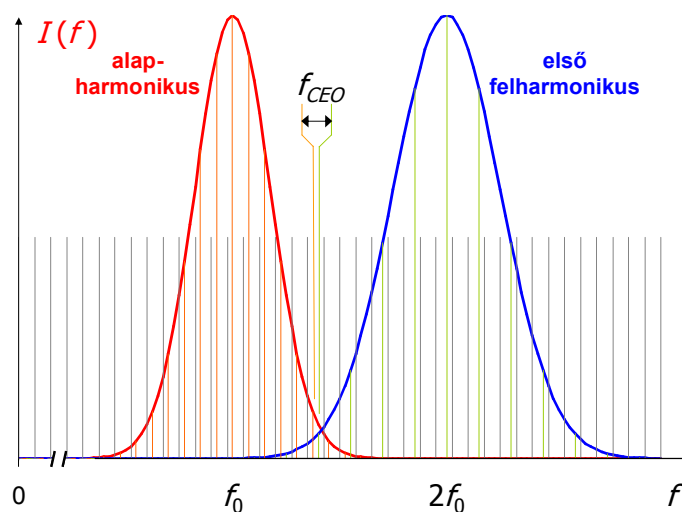
ahol  $f_{rep}$  a lézer ismétlési frekvenciája, ami egyben a „fésű” fogainak távolsága is. A HBF-csúszás  $2\pi$ -vel való megváltoztatása a HBO frekvenciában  $f_{rep}$  változást idéz elő.

A (14) szerint a HBF-csúszás és a HBO frekvencia hangolása, ill. mérése (az ismétlési frekvencia ismeretében) egymással *ekvivalens*. Ez az összefüggést ki fogom használni a 6. és a 7. fejezetben, ahol a HBF-csúszásra a HBO frekvencia méréseiből fogok következtetni.



11. ábra: A lézerimpulzus spektrumának eltolódása a rezonátor longitudinális módusaihoz képest

Az  $f$ -to- $2f$  módszer alapötlete az, hogy ha sikerül előállítanunk az impulzusok második felharmonikusát, akkor annak spektruma a módusokhoz képest  $2f_{CEO}$ -val lesz eltolódva (12. ábra). A kétszerezett spektrum alacsony frekvenciájú végének, valamint az eredeti spektrum magas frekvenciájú végének átfedésénél  $f_{CEO}$  frekvenciájú lebegést figyelhetünk meg (pl. fotodiódával).



12. ábra: Az  $f$ -to- $2f$  módszer alapötlete: az alapharmonikus és a másodharmonikus átfedésénél  $f_{CEO}$  frekvenciájú lebegés figyelhető meg

A legalább egy oktáv sávszélességű lézerimpulzusok hordozó-burkoló fázisának mérésére jelenleg ez a nemlineáris frekvenciakonverzió alapuló módszer a legelterjedtebb. Ha nem áll rendelkezésre kellő sávszélesség, akkor egy további nemlineáris lépésben (pl. mikrostrukturált fényvezetőszálban) ki kell szélesíteni a bemenő spektrumot. Mindezek komoly sávszélességbeli és intenzitásbeli követelményeket



jelentenek, amelyek következtében a 20 fs-nál nagyobb transzformáció-korlátozott hosszúságú lézerimpulzusok HBF-csúszása gyakorlatilag már nem mérhető. Ezáltal a lézerek egy széles körénél, amilyenek például a szub-pikoszekundumos lézerek, vagy a telekommunikációban használatos GHz ismétlési frekvenciájú, nagyon kis csúcsteljesítménnyel rendelkező impulzuslézerek, az  $f$ -to- $2f$  módszerrel nem lehet HBF-információhoz jutni.

**2. Spektrálisan és térben bontott interferometrián alapuló mérési elrendezést és eljárást dolgozok ki a hordozó-burkoló fáziscsúszás mérésére, mely nagymértékben független az impulzusok sáv szélességétől és csúcsteljesítményétől. (a) Numerikus modellezéssel megvizsgálom az új eljárás karakterisztikáit a számításba jövő összes kísérleti körülmény változtatása mellett. (b) Kísérleteket végzek a kidolgozott mérőmódszer használhatóságának igazolására.**

### ***3.3. A hordozó-burkoló fázis szabályozása és stabilizálása***

Az extrém nemlineáris optikai, az attoszekundumos fizikai és a frekvencia-metrológiai kísérletek mind-mind a lézeroszcillátorok, ill. az erősítőrendszerek pontos hordozó-burkoló fázis szabályozásától függenek.

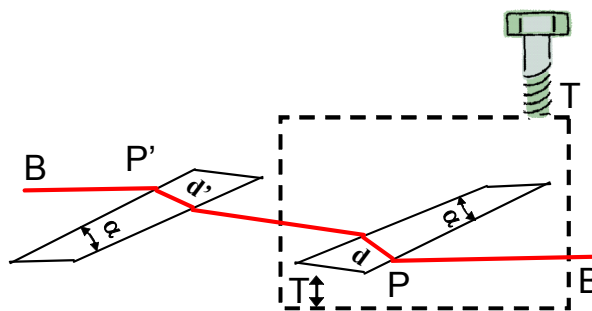
A femtoszekundumos lézeroszcillátorok hordozó-burkoló fázisa három lépésben állítható be. Először stabilizálják a hordozó-burkoló fázis impulzusról-impulzusra való változását a HBO frekvencia állandó értéken tartásával. A második lépésben a HBF-csúszást  $2\pi k/m$ -re állítják be (ahol  $k$  és  $m$  pozitív egész számok, általában a  $k = 1$  és  $m = 4$  választással élnek). Ezek után tudható, hogy az oszcillátort elhagyó minden  $m$ -edik impulzusnak ugyanaz a  $\varphi'_{CE}$  érték a hordozó-burkoló fázisa, bár ez még nem feltétlenül azonos a kísérletben elvárt  $\varphi_{CE}$ -vel. Azokat a lézereket, melyek a fenti követelménynek eleget tesznek, fázisstabilizált lézereknek nevezzük. A harmadik lépésben az oszcillátor közvetlen impulzusainak  $\varphi'_{CE}$  hordozó-burkoló fázisát tolják el a végső  $\varphi_{CE}$ -re. Az impulzussorozatnak csak minden  $m$ -edik tagját engedik felhasználás helyére valamilyen gyors impulzuskivágó eljárás segítségével.

Akár önstabilizálási sémát [52], akár aktív szervós HBF szabályozást [53,54] használnak, a HBF változtatására olyan eljárás kívánatos, melynek nincsenek mellékhatásai más lézer- ill impulzusparaméterekre. Egy korai javaslat szerint az ilyen *ortogonalizált* HBF-vezérlés prizmás oszcillátorokban az impulzuskompresszor

végtükörnek piezo-mozgatásával valósítható meg. A tükör megdöntése lehetővé teszi a HBF változtatását a rezonátor körüljárási idejének befolyásolása nélkül. A körüljárási idő (és ezzel együtt az ismétlési frekvencia) szintén mellékhatás nélkül változtatható a végtükörnek az optikai tengely mentén történő eltolása révén [53]. Hátránya, hogy mechanikai megvalósítása nehéz, és csak rezonátoron belüli impulzuskompresszor esetén működik.

Egy másik, robusztusabb eljárás csörpölt tükrös diszperzió-kompenzálás esetén is használható. Egy rezonátoron belüli vékony, egybevágó, ellen-párhuzamosan beállított ékpár egyik tagjának eltolása (13. ábra) teszi lehetővé az  $f_{CEO}$  durva hangolását [54], a finombeállítást pedig a pumpanyaláb teljesítményének modulálása (ld. az intenzitásfüggő tagot a (13) egyenletben) [55], melyet akusztó-optikai módon oldanak meg. A durva beállításra szolgáló (általában ömlesztett kvarcból készült) ékeket rezonátoron kívüli HBF-manipulációra is alkalmazzák, akár erősített impulzusok esetében is [56]. A szabadsági fokok fenti ortogonalizációja azonban itt nem megoldott, mert az  $f_{CEO}$  hangolása befolyásolja az  $f_{rep}$ -et is.

Az egyik ék eltolón mozgatható a nyalábra merőleges irányban (13. ábra). A beesési szöget az ékeken közelítőleg Brewster-szögre állítják be a reflexiós veszteségek csökkentése érdekében.



13. ábra: A szokásos rezonátoron belüli elrendezés a HBO frekvencia hangolására két egybevágó ékből felépítve

A hordozó-burkoló fáziscsúszás, azaz az ékek által két átmenetben az impulzusokhoz hozzáadott hordozó-burkoló fázistolás a következőképpen számítható ki a (12) egyenlet alapján:

$$\Delta\varphi_{CE} = \omega_0/c(n_g - n)2(d + d'),$$

ahol  $\omega_0$  az impulzusok központi (hordozó) frekvenciája,  $n$  és  $n_g$  az ékek anyagának fázis- és csoport-törésmutatója az  $\omega_0$  frekvencián,  $d$  és  $d'$  pedig a B nyalábnak a P, ill. P' ékben

megtett geometriai útja. Ha a P éket mozgatjuk, akkor a benne megtett geometriai úthossz  $d$ -ről  $d' = d + \Delta d$ -re változik, ami a HBF-csúszást  $\Delta\varphi'_{CE} - \Delta\varphi_{CE} = \omega/c \cdot (n_g - n) 2\Delta d$ -vel, a HBO frekvenciát pedig (14) értelmében  $f'_{CEO} - f_{CEO} = (\Delta\varphi'_{CE} - \Delta\varphi_{CE}) / 2\pi \cdot f_{rep}$  mértékben változtatja meg.

*Annak ellenére, hogy ez egy sokszorosan kipróbált elrendezés és eljárás, az ékek anyagmennyiségének változása az optikai úton hatással van az impulzusok időzítésére és diszperziójára is. Az oszcillátor körüljárási ideje  $\Delta T = \omega/c \cdot n_g \cdot 2\Delta d$ -vel változik, ami az ismétlési frekvencia  $\Delta f_{rep} = -f_{rep}^2 / c \cdot \Delta T$ -vel való megváltozását vonja maga után. A rezonátor összes csoportkéseletetés-diszperziója is megnő  $GDD' - GDD = gdd \cdot 2\Delta d$ -vel, ahol  $gdd$  az ékek anyagának fajlagos csoportkéseletetés-diszperziója.*

*E mellékhatások további diagnosztikai és kompenzációs eszközök használatát teszik szükségessé. A CsKD nemkívánatos változásának kivédését újabban demonstrálták egy vékony BaF<sub>2</sub> ékből és egy ömlesztett kvarc ékből összeállított kompozit lemez használatával [57].*

**3. Új kísérleti elrendezést tervezek a hordozó–burkoló fázis hangolására, melynek működtetése mellékhatásként nem befolyásolja a rajta áthaladó impulzusok csoportkéseletetését, ill. csoportkéseletetés-diszperzióját.**

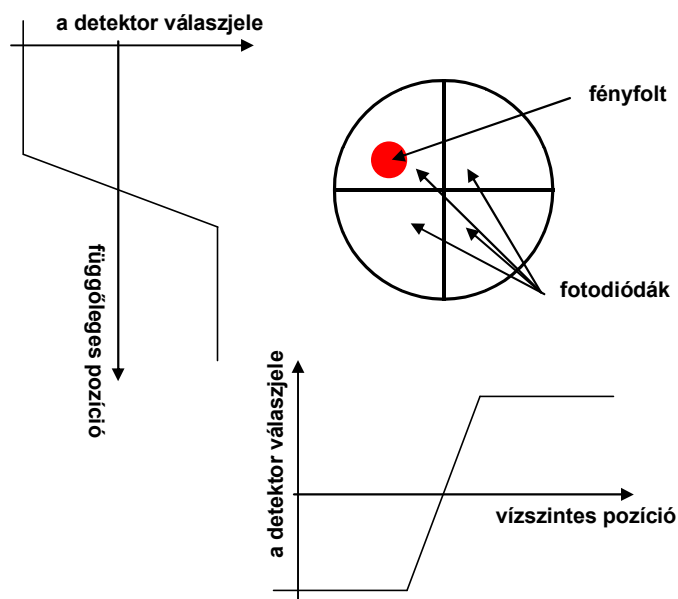
## 4. A nyalábirány-stabilizálási technikák alapjai

A fázismodulált-impulzus erősítőrendszerekben mind az előerősített impulzusok minősége, mind az erősített impulzusok hordozó-burkoló fázisa erősen függ a jel- és pumpanyalábok egymással, ill. az erősítőkristállyal bezárt szögétől. Például a TeWaTi rendszerben kihasznált nem-kollineáris optikai parametrikus erősítés szögérzékenysége megköveteli, hogy a pumpanyaláb iránya a tervezett irány 0.05 mrad-os környezetén belül legyen. Ha a lézernyalábok iránya időben változik, akkor az elért erősítés és a hordozó-burkoló fázis sem lehet stabil. Ezeket a hátrányos jelenségeket aktív iránystabilizálással lehet kiküszöbölni.

Ha egy kollimált fénynyaláb útjába vékony lencsét, a lencse fókuszsíkjába pedig ernyőt helyezünk, akkor a fókuszált fényfolt helye a paraxiális optika szerint csak a bemenő fénysugár irányától függ. Ezt a jelenséget „*a távoli zóna (far-field)* megfigyelése” néven gyakran használják ki összetett optikai rendszerekben a nyaláb helyes irányának vizuális ellenőrzésére és kézi korrigálására: ha sikerül az ernyőn megjelölt referenciaponton tartani a fénysugár fókuszált képét, akkor a nyaláb iránya is állandó. Gyakori az is, hogy ernyő helyett egy kamera chipjét helyezik a fókuszsíkra és a megjelenítő képernyőn jelölik meg a referenciahelyet. A nyalábirány megfigyelésére célszerűen a fénynek csak egy részét, például egy dielektrikumtükrön való átszivárgását használják.

Napjainkban a nyalábirány távoli zóna figyelésen alapuló automatikus stabilizálására legelterjedtebb eszköz a kvadránsdetektor (négysejtes detektor). Alkalmazási területe az optikai adattárolók lézertől a nagyintenzitású lézerrendszerek iránytartásáig terjed.

A detektor négy negyedkör alakú fényelektromos eszközből (pl. fotodiódából) áll (14. ábra). A nyalábirány vízszintes komponensét a jobb, ill. bal oldali diódapárok jelének különbségéből, a függőlegesét pedig az alsó és felső két-két fotodióda jelének különbségéből lehet meghatározni. A detektort úgy helyezik az optikai elrendezésbe, hogy a középpontja pontosan a távoli zóna referenciahelyére essék. A nyaláb irányának korrigálásakor arra kell törekedni, hogy a kétféle (vízszintes és függőleges irányú) válaszjel minél közelebb legyen nullához.



14. ábra: A kvadránsdetektor és válaszejele a helyes iránytól való eltérés esetén

A kvadránsdetektor ilyen alkalmazásának előnye, hogy nagyon egyszerű. Tervezhető olyan elektronikai kapcsolás, amely közvetlenül a kvadránsdetektor kimenő jeleiből előállítja a mozgatható tükröt vezérlő jelet, ezáltal nagyon gyors visszacsatolást tesz lehetővé. Ez a gyorsaság azonban csak folytonos vagy kvázifolytonos fény esetén használható ki teljes mértékben.

*A kvadránsdetektor fő hátránya a merevség: ha a lézerrendszer egyes elemeinek az adott kísérlethez való adaptálása következtében az általa megfigyelt nyaláb iránya kissé módosul, akkor az erre való átálláskor vagy magát a kvadráns detektort, vagy a ráeső mérőfényt kell úgy elmozgatni, hogy az érzékelő közepe a fókuszált fényfolt új pozíciójával essen egybe.*

**4. Olyan aktív nyalábirány-stabilizáló rendszert dolgozok ki és valósítok meg a TeWaTi erősített lézerrendszer jel- és pumpanyalábjai irányának fixen tartására, mely flexibilis, a rendszer fejlesztése közben előforduló nyalábirány-módosításokhoz átépítés nélkül igazítható, és kellő pontosságú ahhoz, hogy az erősített impulzusok hordozó-burkoló fázisát a nyalábok iránycsúszásai ne befolyásolják.**

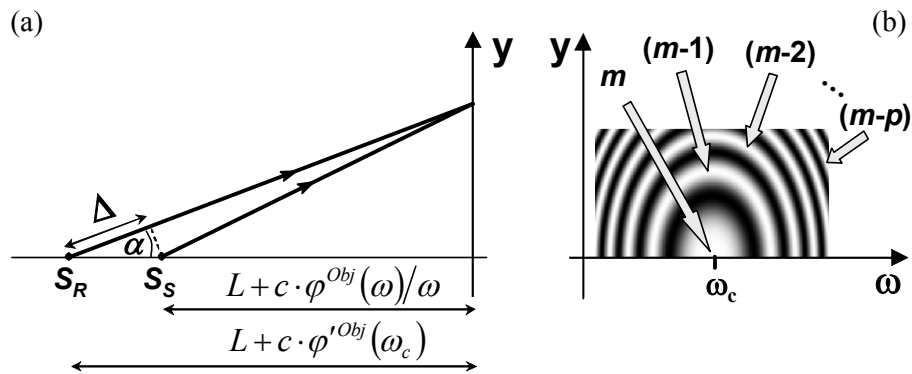
## **II. Új tudományos eredmények**

## 5. Impulzusnyújtók és -összenyomók vizsgálata

Ebben a fejezetben először egy egyszerű geometriai modellt ismertetek az állandó fázispont módszerének kétdimenziós kiterjesztéséhez. Ennek segítségével megmutatom, hogy a CsKD-nek és a HRD-nek mind az előjele, mind a nagysága jól becsülhető az állandó fázisú pont környéki interferencia-csíkrendszer alakjának megfigyeléséből. Ez valós idejű, kvalitatív monitorozást tesz lehetővé. A kidolgozott becslési módszert kísérletileg is alkalmazom fázismodulált lézerrendszerünk eredő csoportkésleltetés-diszperziójának finom beállításánál. Javaslatot teszek a beállítási eljárásra és a CsKD további finomhangolására is a nem-elfajult STBI segítségével. Munkám eredményei egy referált folyóiratcikkben [58] és egy nemzetközi konferencia-előadásban [59] jelentek meg.

### 5.1. A spektrálisan és térben bontott interferenciacsíkok alakja

Világítsuk ki a 2.1-ben megismert spektrális és térbeli bontású interferométert egy  $S$  pontszerű fényforrással. A fénynyaláb megosztása és két úton való terjedése  $S$  két virtuális képét,  $S_S$ -t és  $S_R$ -t hozza létre, melyek koherens fényforrások (15.a ábra).  $S_S$  fénye a tárgykarban,  $S_R$ -é a referenciakarban terjed. Mint arról 2.1-ben szó volt, üres interferométer esetén akkor jelennek meg STBI csíkok, ha a két kar egyenlő hosszúságú, ezért a virtuális fényforrások és a spektrográf résének távolsága kezdetben legyen azonos:  $L$ . Az állandó fázisú pont spektrális helyét jelölje  $\omega_c$ .



15. ábra: Egy egyszerű geometriai modell az állandó fázispont módszeréhez a CsKD és az STBI csíkok alakja közötti kapcsolat leírására (a). Az STBI csíkok interferenciarendjei (b).

Ezután helyezzünk egy  $\varphi^{Obj}(\omega)$  fázistolással rendelkező tárgyat az interferométer tárgykarjába. A tárgy az  $S_S$  és a rés közötti  $\omega$  frekvencián vett optikai úthosszat  $c/\omega \cdot \varphi^{Obj}(\omega)$ -val változtatja meg. Ahhoz, hogy újra  $\omega_c$  középpontú STBI csíkokat

kaphassunk, a referenciakar hosszát is meg kell változtatnunk a csoportkésleltetés változásának megfelelően, ami  $c \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c)$  [22].

A két nyaláb közötti úthosszkülönbség az  $\omega$  frekvencián az  $\alpha$  irányban a fentieket felhasználva

$$\Delta = c \cdot [\varphi'^{Obj}(\omega_c) - \varphi^{Obj}(\omega)/\omega] \cos(\alpha)$$

lesz. Ha  $\alpha \ll 5^\circ$ , akkor érvényes az  $\alpha \approx y/L_R$  közelítés, ahol  $L_R = L + c \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c)$ . Ebből

$$\cos(\alpha) \approx 1 - y^2 / 2L_R^2$$

következik, ezért a fáziskülönbségre  $\omega/c$ -vel való szorzás után ezt írhatjuk:

$$\Delta\varphi(y, \omega) = [\omega \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c) - \varphi^{Obj}(\omega)] \cdot (1 - y^2 / 2L_R^2). \quad (15)$$

Az STBI csíkrendszer közepén az interferencia akkor konstruktív, ha

$$\Delta\varphi(0, \omega_c) = m \cdot 2\pi \quad (16)$$

valamely  $m$  egész számra. Itt  $m$ -et az interferencia *rendjének* nevezzük. A középponttól számított  $p$ -edik fényes STBI csíknál (azaz az  $(m-p)$ -edik interferenciarendnél, ld. 15.b ábra) a fáziskülönbség

$$\Delta\varphi(y, \omega) = (m-p) \cdot 2\pi. \quad (17)$$

Behelyettesítve (15)-öt először (16)-ba, majd (17)-be:

$$\omega_c \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c) - \varphi^{Obj}(\omega_c) = m \cdot 2\pi \quad \text{és} \quad (18)$$

$$[\omega \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c) - \varphi^{Obj}(\omega)] \cdot (1 - y^2 / 2L_R^2) = (m-p) \cdot 2\pi \quad (19)$$

következik.

Használjuk a  $\varphi^{Obj}(\omega)$  fázistolás másodrendű Taylor-sorát az  $\omega_c$  körfrekvencia körül:

$$\varphi^{Obj}(\omega) = \varphi^{Obj}(\omega_c) + \varphi'^{Obj}(\omega_c)(\omega - \omega_c) + \frac{1}{2} \varphi''^{Obj}(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2.$$

Ezzel (19) így alakítható át:

$$[\omega_c \cdot \varphi'^{Obj}(\omega_c) - \varphi^{Obj}(\omega_c) - \frac{1}{2} \varphi''^{Obj}(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2] \cdot (1 - y^2 / 2L_R^2) = (m-p) \cdot 2\pi,$$

és (18)-at kihasználva adódik, hogy

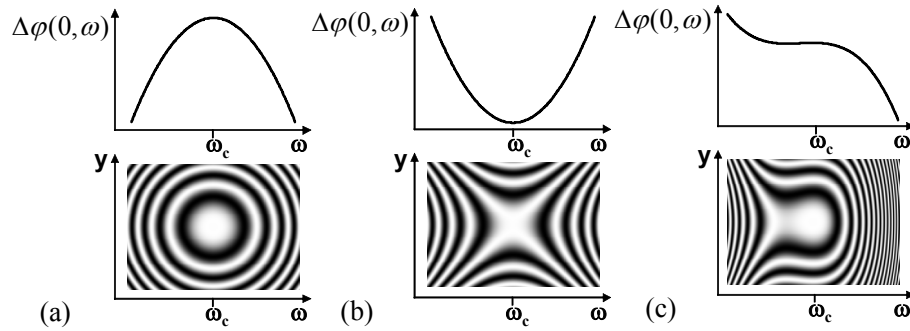
$$[m \cdot 2\pi - \frac{1}{2} \varphi''^{Obj}(\omega_c)(\omega - \omega_c)^2] \cdot (1 - y^2 / 2L_R^2) = (m-p) \cdot 2\pi.$$



Átalakítás és a  $\varphi''^{Obj}(\omega)(\omega - \omega_0)^2 \cdot y^2 / 4L_R$ -t tartalmazó tag elhanyagolása után az STBI csíkok alakját leíró formula az

$$\frac{(\omega - \omega_c)^2}{p \cdot 4\pi / \varphi''^{Obj}(\omega_c)} + \frac{y^2}{2L_R^2 \cdot p/m} = 1 \quad (20)$$

alakot ölti, ami  $\varphi''^{Obj}(\omega_c)$  előjelétől függően ellipszist is, hiperbolát is leírhat az  $(\omega, y)$  síkban. Ha a tárgy  $\varphi''^{Obj}(\omega_c)$  csoportképletelés-diszperziója pozitív, akkor az STBI csíkok elliptikusak (16.a ábra), ha negatív, a csíkok alakja hiperbolikus (16.b ábra).



16. ábra: A modellezett  $\Delta\varphi(0, \omega)$  fáziskülönbség-függvény és a megfelelő STBI csíkok pozitív CsKD és elhanyagolható HRD (a), negatív CsKD és elhanyagolható HRD (b), valamint elhanyagolható CsKD és nem elhanyagolható HRD (c) esetén

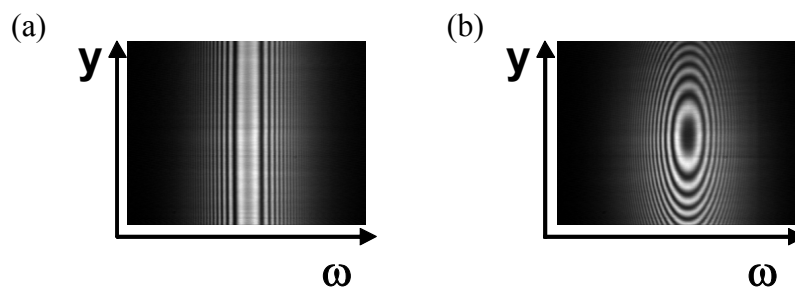
Amennyiben a harmadrendű diszperzió,  $\varphi'''^{Obj}(\omega_c)$  sem hanyagolható el, egyszerre jelennek meg az elliptikus és a hiperbolikus csíkok (16.c ábra). Ezt a jelenséget úgy lehet magyarázni, hogy a harmadrendű fázisfüggvény közelítőleg két, ellenkező előjelű másodrendű fázisfüggvény darabjaiból illeszthető össze. Erre a két fázisfüggvény-darabra (20) ismét alkalmazható, ezért egy fél elliptikus és egy fél hiperbolikus csíkrendszer együttesét kapjuk.

## 5.2. A csíkok alakjának fejlődése

Vizsgáljuk meg, hogyan függ a spektrálisan és térben bontott  $(m-p)$ -edrendű (a középponttól számított  $p$ -edik) interferenciacsík  $\omega$  és  $y$  irányú kiterjedése  $\varphi''^{Obj}(\omega_c)$ -től és  $L_R$ -től, ha  $\varphi'''^{Obj}(\omega_c)$  elhanyagolható. A (20) egyenlet  $\omega$ -tól függő részének nevezője  $\varphi''^{Obj}(\omega_c)$ -vel fordítottan arányos, ezért a CsKD csökkenése az  $\omega$  tengelyen mért maximumok távolságának növekedéséhez vezet. Például, ha a csíkok elliptikusak, az ellipszis átmérője és vastagsága az  $\omega$  tengely mentén egyre nagyobb lesz. Ez azzal a

következménnyel jár, hogy a CsKD csökkentésével az ÁFP helyének leolvasása egyre bizonytalanabbá válik. Ami az  $y$  tengelyen elhelyezkedő maximumokat illeti, ahogy a (20)-nak  $y$ -tól függő részéből leolvasható, ha  $L_R$  nő, a távolság a szomszédos maximumok között növekszik.

A gyakorlatban  $L_R$  olyan nagy, hogy a referencia- és tárgynyaláb fázisfrontjának görbülete közelítőleg azonos, ezért a maximumok nagyon távol vannak egymástól, és így a csíkok függőleges egyeneseknek tűnnek (17.a ábra). Abban az esetben, ha fókuszáló elemet (homorú tükröt vagy lencsét) építünk be a tárgy után, a tárgynyaláb virtuális forrása közelebb kerül a réshez. Ezáltal a fázisfrontok görbülete erősen különbözni fog. Emiatt a tárgy- és a referencianyalábok fáziskülönbsége jelentősen változni fog a rés mentén, így a csíkok elliptikus, ill. hiperbolikus jellege szembetűnőbbé válik (17.b ábra), mintha (20)-ban  $L_R$  a valóságosnál sokkal kisebb lenne.



17. ábra: STBI csíkok fókuszáló elem nélkül (a) és fókuszáló elemmel (b)

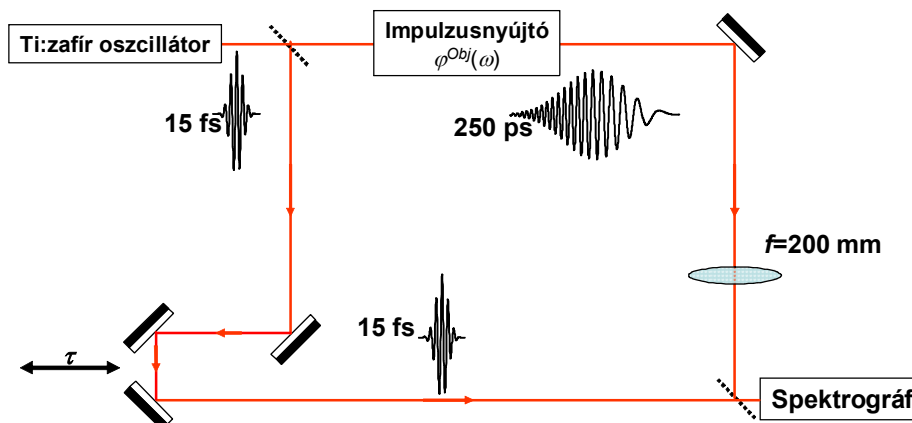
Ha a fókuszáló elemet a referenciakarba építjük be, akkor a referenciakar fázisfrontjainak virtuális forrása kerül közelebb a réshez. Ez negatív  $L_R$ -rel írható le a (20) egyenletben, ilyenkor pozitív CsKD esetén hiperbolák, negatív CsKD-nél ellipszisek figyelhetők meg. Akromatikus fókuszáló elemek használata megkönnyíti az ÁFP vizuális meghatározását túlzott CsKD bevitele nélkül.

### 5.3. Kísérleti eredmények

#### 5.3.1. Az impulzusnyújtó diszperziójának megmérése

Célom az volt, hogy az impulzusnyújtót működés közben vizsgáljam, ezért a fázismodulált lézerrendszer fényújtját olyan Mach–Zehnder-interferométerre egészítettem ki, melynek tárgykarában a nyújtó foglal helyet [60] (18. ábra). A titán-zafír oszcillátor impulzusainak központi hullámhossza 800 nm, időbeli hossza 15 fs volt. Az oszcillátor 71 MHz ismétlési frekvencián működött. Nyalábjának egy részét közvetlenül az oszcillátor után behelyezett

nyalábosztóval kicsatoltam, ez a rész szolgált referencianyalábul. A nyalábosztón átmenő rész áthaladt a nyújtón [61], amely két  $1200 \text{ mm}^{-1}$  sűrűségű rácsból és egy  $500 \text{ mm}$  fókusz távolságú gömbtükörből áll.



18. ábra: Kísérleti elrendezés az impulzusnyújtó csoportkésleltetés-diszperziójának megmérésére

A nyújtó tulajdonságait először geometriai adatainak megméréséből számítottam ki. A beesési szöget a rácsokon  $33.6 \pm 1.4^\circ$ -nak, a rácsok közötti távolságot  $336 \pm 2 \text{ mm}$ -nek mértem. Ezen paraméterekkel a központi hullámhossz környezetében a CsKD-re, ill. a HRD-re rendre  $\varphi''^{Obj} = (1.25 \pm 0.04) \cdot 10^6 \text{ fs}^2$  és  $\varphi'''^{Obj} = (-2.34 \pm 0.15) \cdot 10^6 \text{ fs}^3$  számolható, az impulzus időtartamára pedig az  $I(\omega)$  intenzitás spektrum megmérése után az

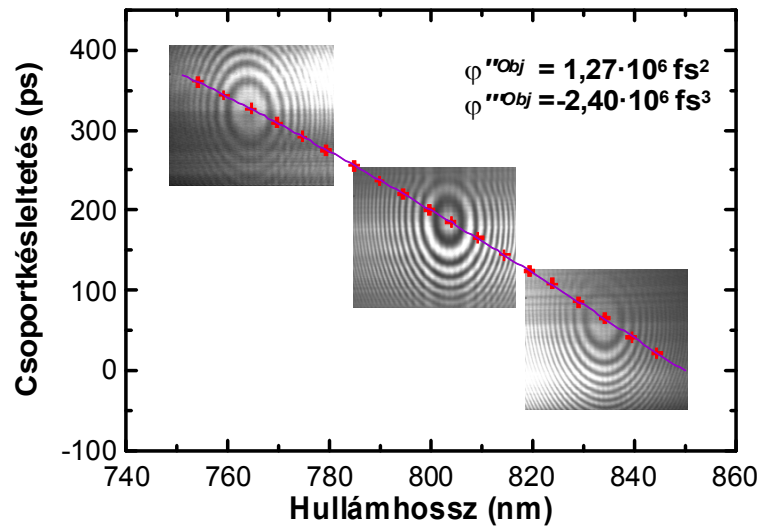
$$E^F(\omega) = \sqrt{2\mu_0 c \cdot I(\omega)} \cdot \exp \left[ i \cdot \left( \frac{1}{2} \varphi''^{Obj} (\omega - \omega_c)^2 + \frac{1}{6} \varphi'''^{Obj} (\omega - \omega_c)^3 \right) \right]$$

térerősség-spektrum inverz Fourier-transzformációjával  $250 \text{ ps}$  adódott.

A referenciakar hosszúságának csökkentése, és ezáltal az elrendezés egyszerűsége és kezelhetősége érdekében az interferométer kimenetén az oszcillátornak nem pontosan ugyanazon, hanem egymást követő impulzusai találkoztak. Ezért a referenciakar késleltetését elegendő volt a tárgykarnál  $1/71 \text{ MHz} = 14 \text{ ns}$ -mal kisebbre méreteznem. A rekombinált tárgy- és referencia-impulzusokat egy módosított monokromátorral (Jobin–Yvon H-20) bontottam fel spektrálisan. A monokromátor kilépő részét eltávolítottam, és a kimenetet egy  $f=50 \text{ mm}$ -es akromát lencsével egy CCD chipre (Electrim EDC-2000N, felbontása  $652 \text{ pixel} \times 494 \text{ pixel}$ ) képeztem le. Az elrendezés spektrális feloldása  $0.1 \text{ nm}$  volt.

Az impulzusnyújtónak a referenciakarhoz viszonyított csoportkésleltetését az ÁFP frekvenciatengelyen mért helyzetének késleltetés-függéséből határoztam meg a (11)-ben leírt módon. Az ÁFP különböző késleltetéseknél leolvasott helyzetét szimbólumok

mutatják a 19. ábra grafikonján. Az ábrán tipikus spektrálisan és térben bontott interferogramok is láthatók. A késleltetést kb. 20 ps-os lépésenként állítottam. Az eltoló 20 fs-os pontosságú állítást tett lehetővé. Az ÁFP helyzetét vizuálisan 0.1 nm pontossággal lehetett megállapítani a monokromátor skálájának leolvasásával. A hullámhosszból kiszámítottam az  $\omega$  optikai frekvenciát és ehhez rendeltem hozzá a beállított késleltetést. A CsKD-t és a HRD-t a mért  $\varphi'^{Obj}(\omega)$  függvényre a 800 nm-es központi hullámhossz környezetében végzett másodfokú polinomillesztés együtthatóiból kaptam meg. Az eredmény rendre  $\varphi''^{Obj} = (1.27 \pm 0.02) \cdot 10^6 \text{ fs}^2$  és  $\varphi'''^{Obj} = (-2.40 \pm 0.15) \cdot 10^6 \text{ fs}^3$ . A mért és számolt értékek jó egyezést mutatnak.



19. ábra: Az impulzusnyújtó mért (szimbólumok) és illesztett (folytonos vonal) relatív csoporkésleltetése a hullámhossz függvényében. Az interferogramok ötszörösen ki vannak nagyítva a hullámhossz-tengely mentén

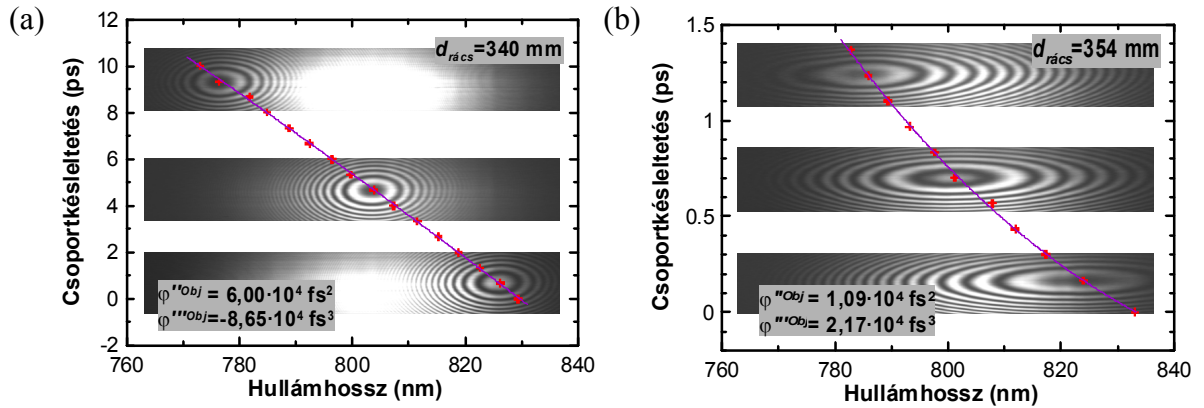
Numerikus szimulációk azt mutatják, hogy a módszer alkalmazhatóságának felső korlátja  $\varphi''^{Obj} = 10^7 \text{ fs}^2$ -nél és  $\varphi'''^{Obj} = 10^7 \text{ fs}^3$ -nél van, ahol az ÁFP helyzetének leolvasási hibája miatt a pontosság jelentősen lecsökken.

Az impulzus időbeli alakjának rekonstruálásához a kinyújtott impulzus fázisa egy additív konstans erejéig meghatározható a mért  $\varphi'^{Obj}(\omega)$  függvényből. Így, ha párhuzamosan az impulzusok spektrumát is megmérjük, az időbeli alak inverz Fourier-transzformációval könnyen adódik.

### 5.3.2. Az impulzuskompresszor durva beállítása az állandó fázispont módszerével

A nyújtó jellemzése után a mérendő impulzust a kompresszoron is átküldtem, mely a nyújtóhoz hasonlóan egy  $1200 \text{ mm}^{-1}$  sűrűségű rácspárt tartalmaz. Ezek távolságának változtatásával tanulmányoztam, hogyan hat a kompenzálatlan CsKD és HRD az STBI csíkok alakjára. A kompresszor beállítása folyamán a maradék CsKD részben kompenzált, ezért sokkal kisebb, mint a nyújtó mérésekor, és ez spektrálisan szélesebb STBI csíkokat eredményezett, ahogy az (20) alapján várható. Ezért a leolvasás megkönnyítése érdekében egy másik, 1 nm-es felbontású házilag épített spektrográfot ( $f_{\text{koll}}=50 \text{ mm}$ ,  $f_{\text{obj}}=100 \text{ mm}$ , rács:  $650 \text{ mm}^{-1}$ ) használtam.

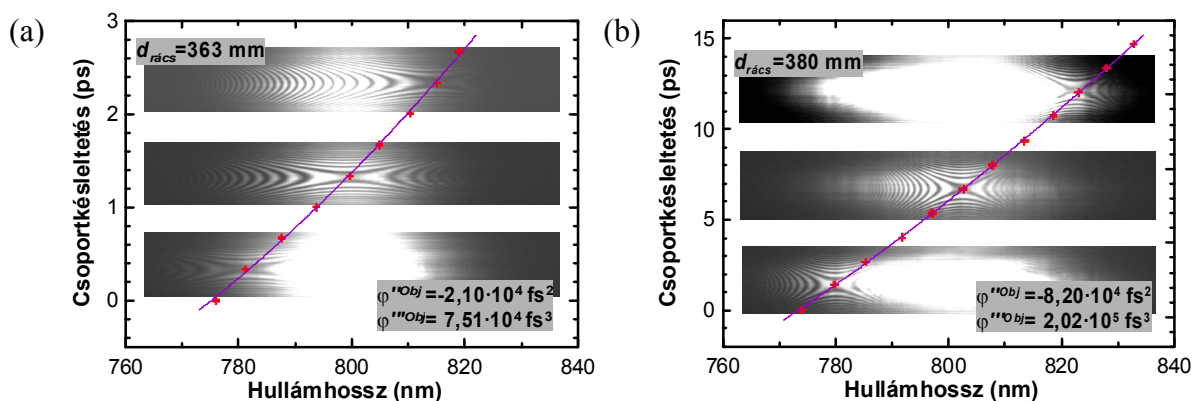
A nyújtón végzett mérések már megmutatták, hogy a csíkrendszer középpontja könnyebben megtalálható szabad szemmel, ha a csíkok jól láthatóan elliptikusak vagy hiperbolikusak a függőleges egyenesek helyett (17. ábra). A kompresszor kimeneti nyalábján végzett mérések megerősítették ezt a megfigyelést. További előny, hogy ilyenkor a CsKD előjele is leolvasható közvetlenül a csíkok alakjából, amint azt az 5.1. szakaszban megmutattam. A csíkok elliptikus, ill. hiperbolikus természetének kiemelése érdekében a tárgykarba egy akromát ( $f=200 \text{ mm}$ ) lencsét építettem a kompresszor és a nyalábosztó (itt nyalábegyesítő) közé.



20. ábra: Az impulzusnyújtó-összenyomó rendszer mért (szimbólumok) és illesztett (folytonos vonal) relatív csoporkésleltetése a kompresszorrácsok két különböző  $d_{\text{rács}}$  távolságánál. A nyújtó pozitív CsKD-jét a kompresszor nagyon (a), ill. kissé (b) alulkompenzálja.

Kezdetben a kompresszor rácseinak távolsága 340 mm volt, ami kisebb, mint a nyújtó rácseinak távolsága. Ebben az esetben biztos lehettem benne, hogy a rendszer alulkompenzált: maradék CsKD-je pozitív, azaz a kompresszorból jövő impulzusok és a referencia-impulzusok spektrálisan és térben bontott interferenciacsíkjai elliptikusak

(20.a ábra). Jól látható, hogy a csíkok már ekkor szélesebbek voltak spektrálisan, mint a nyújtó vizsgálatakor. Megnövelve a kompresszorbeli rácstávolságot 354 mm-re, a kompresszor (negatív) CsKD-je szintén nőtt, a teljes rendszer maradék diszperziója egyre csökkent, és a csíkok egyre szélesebbek lettek (20.b ábra).

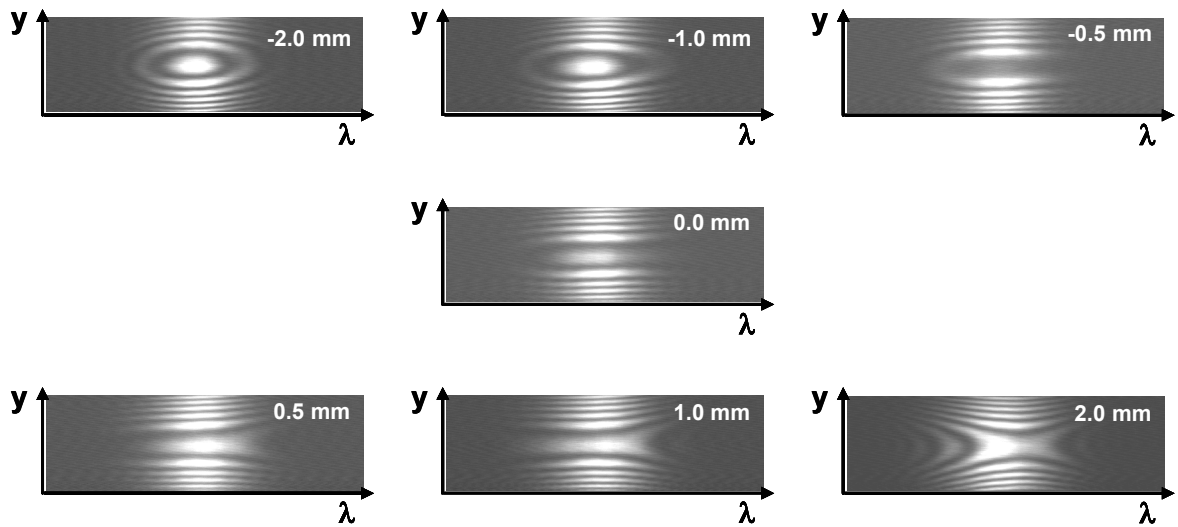


21. ábra: Az impulzusnyújtó–összenyomó rendszer mért (szimbólumok) és illesztett (folytonos vonal) relatív csoportkésleltetése a kompresszorrácsok két különböző  $d_{\text{rács}}$  távolságánál. A nyújtó pozitív CsKD-jét a kompresszor kissé (a), ill. nagyon (b) túlkompenzálja.

A rácsok 363 mm-es távolságánál, amikor a kompresszor negatív CsKD-je meghaladta a kompenzálendő CsKD-t, a maradék CsKD negatívvá vált, és a csíkok hiperbolikus alakot öltöttek (21.a ábra). A rácstávolságot tovább növelve 380 mm-re, a maradék (negatív) CsKD tovább nőtt, ezért vékonyabb hiperbolikus csíkok láthatók (21.b ábra). A  $\varphi''^{\text{Obj}}$  és  $\varphi'''^{\text{Obj}}$  illesztésből adódó és számolt értékei jó egyezést mutattak. A  $\varphi''^{\text{Obj}}$  és  $\varphi'''^{\text{Obj}}$  pontossága rendre 2 % és 10 %. Jegyezzük meg, hogy a mérési pontosság jobb, mint a számolt értékek pontossága, főleg a rács párok geometriai paramétereinek mérési bizonytalansága miatt.

### 5.3.3. A beállítás finomítása

Ha az impulzusnyújtó és a kompresszor CsKD-jének összege abszolút értékben kicsi, a csíkok nagyon szélesek, és a csíkrendszer középpontjának helyét már csak függvény (fázismodulált koszinusz) illesztésével lehet meghatározni. Ezért az ÁFP módszer használata nehézkessé válik, és jelentősen lelassul. A csíkok alakja azonban továbbra is jellemzi a maradék CsKD-t és HRD-t, amint az a 22. ábrán is látható.



22. ábra: Az STBI csíkok fejlődése, miközben a kompresszor rácscsai között a távolság változik. A számok az optimális rácstávolságtól való eltérést jelentik.

A 22. ábra interferogramjainak felvétele között a rácscsok közötti távolságot változtattam. Amikor a maradék CsKD enyhén pozitív (-2.0 mm, -1.0 mm, -0.5 mm), az STBI csíkok alakja elliptikus. Ha negatív, akkor az alak hiperbolikus lesz. Minél kisebb a maradék CsKD, annál szélesebbek az STBI csíkok. Az 1.0 mm-es pozícióban egyszerre láthatunk elliptikus és hiperbolikus csíkokat, ami nem elhanyagolható mértékű HRD jelenlétére utal. A 0.0 mm pozícióban a csíkok csaknem vízszintesek, ami azt jelenti, hogy a maradék diszperzió minimális. Az interferogram rövid hullámhosszú szélén hajlott csíkok láthatók, melyek ott kis maradék CsKD jelenlétére utalnak.

Ebben a helyzetben finomabb módszerre van szükség a maradék diszperzió további csökkentésére. Ennek érdekében a fókuszáló elemet el kell távolítani a tárgykarból, és a referenciakar egyik tükrét meg kell dönteni vízszintes tengely körül, hogy a maradék diszperzió a nem-elfajult STBI segítségével a csíkok menetéből meghatározható legyen [16,24,62,63].

#### 5.4. Eljárás a teljes lézerrendszer beállítására

Az impulzusnyújtó-összenyomó rendszer beállítása folyamán a maradék diszperzió több nagyságrendet változik, ezen kívül még szögdiszperzió is megjelenhet, ha a rácscsok nem pontosan párhuzamosak. Korábban nem volt olyan eljárás, amely egymaga képes az említett mérések mindegyikére. A kétdimenziós STBI módszerek [16,62,63] azonban az alább leírt eljárással kiegészítve kielégíthetik a követelményeket olyan értelemben, hogy a

mérésre végig egyazon spektrográf használható, és csak a referenciakarbéli fényutat, valamint az interferogramok kiértékelési módját kell változtatni.

A fázismodulált lézerrendszerek diszperzió-beállítása a következő lépésekből állhat:

1. A nyújtó CsKD-jének és HRD-jének mérése az ÁFP módszerrel (5.3.1. szakasz)
2. A teljes rendszer maradék diszperziójának durva eliminálása az ÁFP módszer segítségével (5.3.2. szakasz)
3. A beállítás finomítása az ÁFP körüli csíkok alakjának megfigyelésével (5.3.3. szakasz)
4. Végző beállítás az STBI (döntött tükrös) módszerrel [16,62,63]

Meg kell jegyezni, hogy a végző beállítás helyessége a referencia-impulzus fázistulajdonságain is múlik, ezért fontos a referencia-impulzusok fázisderiváltjait valamely önreferenciás technikával (pl. autokorrelátorral, FROG-gal vagy SPIDER-rel) meghatározni.

## **5.5. Összegzés**

Megmutattam, hogy az impulzusnyújtók csoportképletelés-diszperziója könnyen és valós időben megbecsülhető egy egyszerű, spektrálisan bontott interferometriai eljárással, az ún. állandó fázisú pont körüli interferenciacsíkok alakjának megfigyelésével. Modellt alkottam a csíkok alakjának és a CsKD előjelének összefüggésére. A beállítási eljárást írtam le fázismodulált-impulzus erősítőrendszerek diszperziójának eliminálására, melynek kísérleti demonstrálása során először az ÁFP módszerrel kvantitatív módon megmértem a nyújtó CsKD-jét. Ezután ugyanazzal a kísérleti elrendezéssel, a megalkotott modell alapján elvégeztem a maradék CsKD beállítás közbeni, folyamatos, kvalitatív monitorozását.



## 6. A hordozó-burkoló fáziscsúszás lineáris mérése

Közkeletű az az elképzelés, hogy a HBF-mérési technikáknak feltétlenül tartalmazniuk kell legalább egy nemlineáris optikai frekvenciakonverziós lépést, mert a bemeneti spektrumnak minimálisan oktávnyi szélességűnek kell lennie (lásd pl. a széleskörűen elterjedt  $f$ -to- $2f$  interferométereket). Ebben a fejezetben tárgyalni fogok egy lineáris optikai interferometrikus eljárást, amely lehetővé teszi az egymást követő impulzusok HBF-csúszásának mérését elvileg bármilyen keskeny spektrum és alacsony teljesítmény esetén. A szimulációs eredmények alapján látni fogjuk, hogy a spektrálisan és térben bontott interferenciacsíkok láthatósága erősen függ az impulzussorozat hordozó-burkoló fáziscsúszásától. Ezért nemcsak a HBF csúszásának nagyságát lehetséges ennek segítségével meghatározni, hanem lehetővé teheti a fázisstabilizálást is. A mérési módszer működésének demonstrálására kísérletet végeztem. Munkám eredményeként három folyóiratcikk született, ezekből egy megjelent egy referált szaklapban [64], egy másik egy online folyóiratban [65], egy pedig jelenleg elbírálás alatt áll [66]. A technikáról egy PCT [67], valamint egy európai szabadalmi bejelentésemet [68] tették közzé. A témával számos nemzetközi [69–74] és egy magyar konferencián [75] szerepeltem.

### 6.1. A mérés alapötlete

A  $\varphi_{CE}$  hordozó-burkoló fázis változásának mérésére kifejlesztett módszerünk lelke a (3) Taylor-sor első tagja,  $\varphi(\omega_0)$ , mivel az egy, a burkoló alakjától függő additív konstansból eltekintve nem más, mint a referencia-, ill. tárgyimpulzusok hordozó-burkoló fázisa. Az interferáló impulzusok központi frekvenciához tartozó fáziskülönbsége ezért éppen a hordozó-burkoló fáziskülönbségükkel egyezik meg:

$$\varphi_R(\omega_0) - \varphi_S(\omega_0) = \varphi_{CE,R} - \varphi_{CE,S} = \Delta\varphi_{CE}^{R-S}.$$

Képzeljük el, hogy a 2.1-ben leírt spektrális és térbeli bontású interferométerbe egyforma impulzusokból álló sorozat érkezik. Ezek az impulzusok ( $R_1, R_2, R_3$  stb.) zavartalanul terjedhetnek a referenciakarban a  $BS_2$  nyalábosztóig. Tegyük fel, hogy a tárgykarban valamilyen módon olyan impulzussorozatot ( $S_1, S_2, S_3$  stb.) állítunk elő belőlük, melynek tagjai eltérő (pl. állandó fáziskülönbségű) hordozó-burkoló fázissal rendelkeznek. A detektor expozíciós ideje tipikusan nem elég rövid ahhoz, hogy képes legyen az egyes tárgy- és referencia-impulzus párok által alkotott interferenciákat megkülönböztetni

(mivel azok több 10 MHz-es gyakorisággal érkeznek), hanem sok ilyen interferenciaképet integrál egy felvétel készítése alatt. Ezért az érzékelt intenzitás-eloszlást

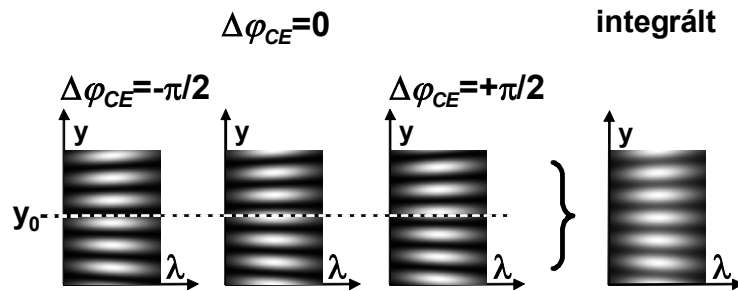
$$\begin{aligned}
 I_{\text{int}}^{(1)}(y, \omega) &= |E_{S1}(\omega) + E_{R1}(\omega)|^2 + |E_{S2}(\omega) + E_{R2}(\omega)|^2 + |E_{S3}(\omega) + E_{R2}(\omega)|^2 + \dots \\
 &= \underbrace{|E_{S1}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\Delta\varphi_{CE}^{R-S1} \text{ fáziskülönbség}} + \underbrace{|E_{S2}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\Delta\varphi_{CE}^{R-S2} \text{ fáziskülönbség}} + \underbrace{|E_{S3}(\omega) + E_R(\omega)|^2}_{\Delta\varphi_{CE}^{R-S3} \text{ fáziskülönbség}} + \dots
 \end{aligned}$$

írja le. Az „int” alsó index arra utal, hogy a formula integrált interferenciaképet ír le. Az „1” felső index azt jelzi, hogy az összegzés az 1-es számú impulzussal kezdődik. A második egyenlőségénél kihasználtuk, hogy a referencia-impulzusok egyformák, ezért térerősség-spektrumuk megegyezik:  $E_{R1}(\omega)=E_{R2}(\omega)=E_{R3}(\omega)=\dots=E_R(\omega)$ .

Az így integrált STBI interferencia-mintázat

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \text{-nel}$$

definiált láthatósága akkor a lehető legnagyobb, ha a tárgykarbeli impulzusok mind ugyanolyan interferenciaképet hoznak létre a referencia-impulzusokkal. Ez akkor következik be, ha a *referencia-impulzushoz képest* hordozó-burkoló fáziskülönbségük azonos:  $\Delta\varphi_{CE}^{R-S1} = \Delta\varphi_{CE}^{R-S2} = \Delta\varphi_{CE}^{R-S3} = \dots$ , és ebből következően fáziskülönbségük *egymáshoz képest* nulla. Ha a tárgykarbeli impulzusok fáziskülönbsége nullától különbözik, akkor mindegyikük más és más függőleges helyzetű interferencia-csíkrendszert hoz létre a referencia-impulzussal, melyek együttesen kisebb láthatóságú interferenciaképet eredményeznek a detektoron (ld. az integrált csíkrendszert a 23. ábrán). Ez az észrevétel, hogy a tárgykarbeli impulzusok hordozó-burkoló fázisainak csúszása csökkenti a végeredményben előálló STBI-csíkrendszer láthatóságát, vezet acsúzás bemutatandó lineáris mérési technikájához.



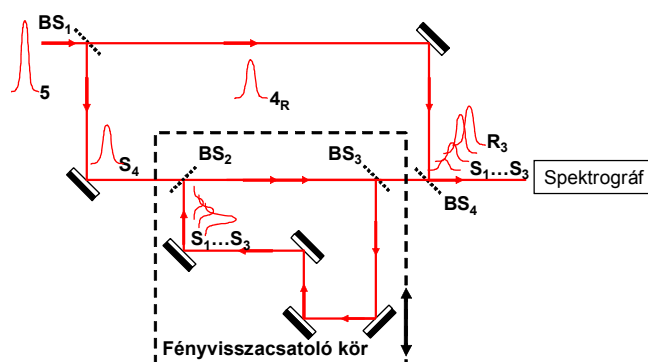
23. ábra: Példa az időben integrált interferenciacsíkok láthatóságának leromlására a hordozó-burkoló fázis impulzusról impulzusra történő csúszása esetén

Fontos látni, hogy az interferométer karjainak HBF-tolása közötti különbség nincs hatással a csíkrendszer láthatóságára, mert az a fent tárgyalt összes integrálandó

interferenciakép *egyforma* függőleges eltolását okozza, ezért a láthatóságon nem változtat. Ennélfogva a diszperziómérési alkalmazásokkal szemben ezúttal az *egy karban* levő impulzusok közötti fáziskülönbségre következtethetünk, a *karok közötti* fáziskülönbség csúszása viszont a láthatóságból elvileg nem mérhető.

## 6.2. STBI rezonáns visszacsatoló körrel

A fent vázolt forgatókönyv, melyben ugyanazon referencia-impulzussal számos különböző hordozó-burkoló fázissal rendelkező tárgyimpulzus interferál, kis módosítással kísérletileg is megvalósítható, ha a szokásos Mach–Zehnder-interferométeren alapuló spektrális és térbeli bontású interferométer tárgykarjában egy fényvisszacsatoló kört alkalmazunk (24. ábra). A kör optikai úthosszának meg kell egyeznie az impulzussorozat követési távolságával, vagy annak valamely egész számú többszörösével. Más szóval a visszacsatoló körnek *rezonánsnak* kell lennie a bejövő impulzussorozatra, ezért azt *körrezonátornak* is fogom nevezni.



24. ábra: Egy lineáris HBF-csúszás detektáló berendezés szimmetrikus Mach–Zehnder-interferométerrel.

A visszacsatoló kör a lézerimpulzusok egy részét „eltárolja”, azaz minden egyes lézerimpulzusnak egy-egy kisebb energiájú „másolata” kering a körben. Ezek a kör kimenetén egyszerre jelennek meg, és *egyszerre* interferálnak ugyanazon referencia-impulzussal. Ez az egyidejűség az eltérés az előző szakaszbeli ötlethez képest, ahol az eltérő fáziskülönbségű impulzuspárok *egymás után* keltettek interferenciaképeket. A megvalósításnál ezért az interferenciaképeknek nem a skaláris összegét, hanem a komplex szuperpozícióját kell tekinteni, így jártam el az 6.3. szakaszban ismertetendő szimulációk során is. A keletkező interferencia-csíkrendszer az  $R_3$  referencia-impulzus és az  $S_3$  tárgyimpulzus interferenciájából,  $R_3$  és  $S_2$  interferenciájából,  $R_3$  és  $S_1$  interferenciájából

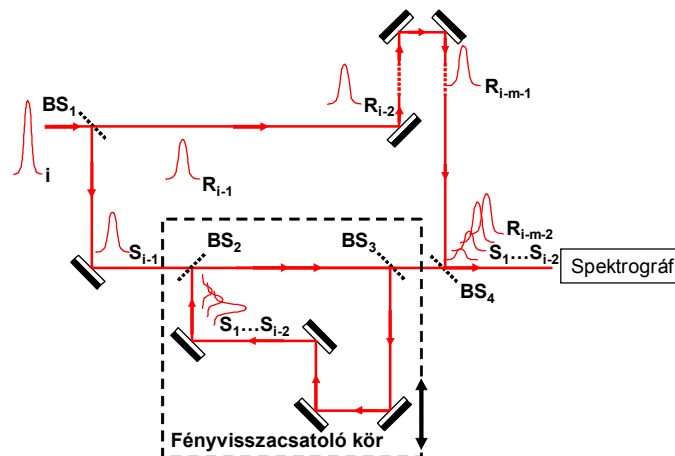
stb. áll össze. Általánosan, ha  $k$  detektálható impulzus jelentkezik a körrezonátor kimenetén, akkor az interferenciakép intenzitás-eloszlását az

$$I_{\text{sup}}^{(k)}(y, \omega) = |E_{S1}(\omega) + E_{S2}(\omega) + E_{S3}(\omega) + \dots + E_{Sk}(\omega) + E_{Rk}(\omega)|^2 \quad (21)$$

egyenlet írja le, ahol a referencia-impulzus és a tárgyimpulzusok közötti fáziskülönbség megint a  $\Delta\varphi_{CE}^{R-S1}$ ,  $\Delta\varphi_{CE}^{R-S2}$ ,  $\Delta\varphi_{CE}^{R-S3}$  stb. CE fáziskülönbségekkel egyezik meg. A „sup” alsó index arra utal, hogy a képletben több tárgyimpulzus szuperpozícióját vettem figyelembe. A „k” felső index jelzi, hogy ez az  $R_k$  referencia-impulzus által alkotott interferenciakép.

A 24. ábrán például az  $S_1$ ,  $S_2$  és  $S_3$  impulzusok éppen kilépnek az interferométer tárgykarjából, hogy találkozzanak a referenciakarból származó  $R_3$  impulzussal; eközben az  $S_1$ ,  $S_2$  és  $S_3$  impulzusok egy-egy példánya a körben is megtalálható. Ezek a tárolt impulzusok körüljárásról körüljárásra visszatáplálódnak a tárgykarba, így a tárgykar kimenetén a bemenő impulzussorozatnak számos különböző tagja jelenik meg egyszerre. Ha az impulzussorozatban változik a hordozó-burkoló fázis, akkor a tárgykar kimenetén sok eltérő hordozó-burkoló fázisú impulzus lesz egyszerre jelen.

Mivel az impulzusok energiája a körrezonátorban körről körre csökken, ezért a végső interferenciaképhez való hozzájárulásuk is egyre kisebb és kisebb. A mérhető interferenciacsíkokat alkotó impulzusok számát ezért a  $BS_2$  és  $BS_3$  nyalábosztók reflektivitásával lehet szabályozni. A következőkben a  $BS_2$  és  $BS_3$  reflektivitásának  $F = R_{BS2} \cdot R_{BS3}$  szorzatát a rezonáns kör *jósági paraméterének* (röviden jóságának vagy finesse-ének) fogom nevezni.



25. ábra: Egy lineáris HBF-csúszás detektáló berendezés  $m$ -edrendű ( $m > 0$ ) aszimmetrikus Mach-Zehnder-interferométerrel.

Nemcsak szimmetrikus Mach–Zehnder-interferométerből kindulva lehet egy ilyen elrendezést megalkotni. Általában az interferométer karjai hosszban különbözhetnek, amíg a különbség az impulzusok követési távolságának egész számú többszöröse. Ezt az  $m$  egész számot a Mach–Zehnder-interferométer *aszimmetria rendjének* fogom nevezni. Hosszabb referenciakar esetén a rend pozitív, hosszabb tárgykar esetén negatív, azaz  $L_R - L_S = m \cdot c / f_{rep}$ . Egy pozitív aszimmetriarendű interferométerre a 25. ábrán látható példa.

### 6.3. Modelleredmények

Mindeddig ideális interferométert tételeztem fel, tökéletesen beállított karhosszakkal. Ilyen állapotot elérni és fenntartani azonban nagyon nehéz. A kombinált kétsugaras-soksugaras interferométer jellemzői és a hossz-fluktuációk hatásának jobb megértése kedvéért számítógépes szimulációk sorozatát végeztem el. A számítások során módusszinkronizált titán-zafir lézert tételeztem fel fényforrásként 803 nm-es központi hullámhosszal és 87.4 MHz-es ismétlési frekvenciával. A nyalábot gaussinak tekintettem, 0.64 mrad divergenciával és 1.6 mm-es nyalábnyakkal. A nyalábnyak és a spektrográf detektorának távolsága a referenciakar mentén mérve 5.15 m volt. Ezeket a szimulációs paramétereket a kísérleteim körülményeinek megfelelően választottam meg (6.4. szakasz).

A numerikus modellezésekhez a MathCAD számítógépes algebrai programcsomagot használtam. A szimulációk során az interferenciacsíkok

$$V(\lambda) = [I_{\max}(\lambda) - I_{\min}(\lambda)] / [I_{\max}(\lambda) + I_{\min}(\lambda)] \quad (22)$$

spektrális láthatóságát határoztam meg. A grafikonokon vagy a HBF-csúszás függvényében ábrázoltam a körrezonátor különböző jósági paramétereire a központi hullámhosszon kapott láthatóságot (26–30, 32, 33, 34.a és c ábrák), vagy a hullámhossz függvényében a HBF-csúszás különböző értékeire (31, 34.b és d, valamint 35. ábra). A következő befolyásoló tényezők hatását tanulmányoztam: a detektor véges integrációs ideje, a HBF-csúszás fluktuációja, a különböző aszimmetriarendek, a nyaláb divergenciája, a visszacsatoló kör hosszának rezonanciától való elhangolása és fluktuációja, a HBO frekvencia fluktuációja, a levegő diszperziója és az interferométerben található csörpölt tükrök

### 6.3.1. Az integrációs idő és a HBF-csúszás zajának hatása

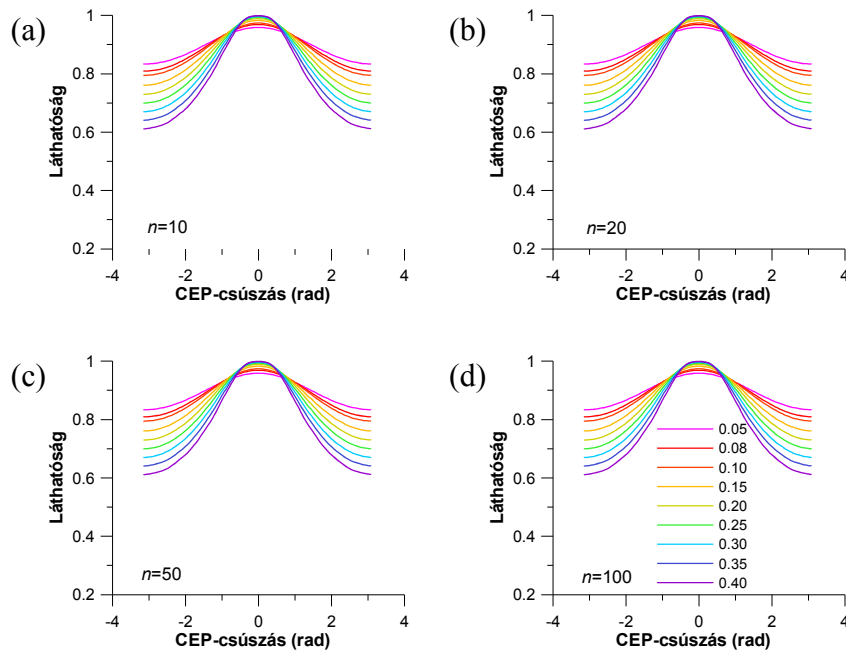
Hogy modellszámításaim a valóságot minél hűbben tükrözzék, első lépésben a leképező spektrográf képsíkjában elhelyezkedő detektor véges integrációs idejét és a HBF-csúszás zaját [76–78] vettem figyelembe.

A kereskedelmileg hozzáférhető, nagy felbontású CCD kamerák mindegyike viszonylag lassú. Ez azt jelenti, hogy az általuk felvett kép nem csak egyetlen, a (21) egyenlettel leírt interferogramot tartalmaz, hanem a véges expozíciós idő során számos ilyen interferogramot integrálnak. Ezért a detektor által rögzített interferencia-csíkrendszer intenzitás-eloszlását az

$$I_{\text{sup-int}}(y, \omega) = I_{\text{sup}}^{(k)}(y, \omega) + I_{\text{sup}}^{(k+1)}(y, \omega) + \dots + I_{\text{sup}}^{(k+n-1)}(y, \omega) \quad (23)$$

egyenlet írja le, ahol  $n$  az expozíciós idő alatt összegzett interferenciaképek száma.

Az eltérő integrációs időkre végzett szimulációk eredményei a 26. ábrán láthatók. Leolvasható, hogy az interferenciacsíkok láthatósága valóban függvénye a HBF-csúszásnak, az integrációs időnek azonban  $n=100$ -ig nem. Még hosszabb integrálási időkre is elvégeztem a szimulációt a HBF-csúszás fluktuációjának figyelembevételével.

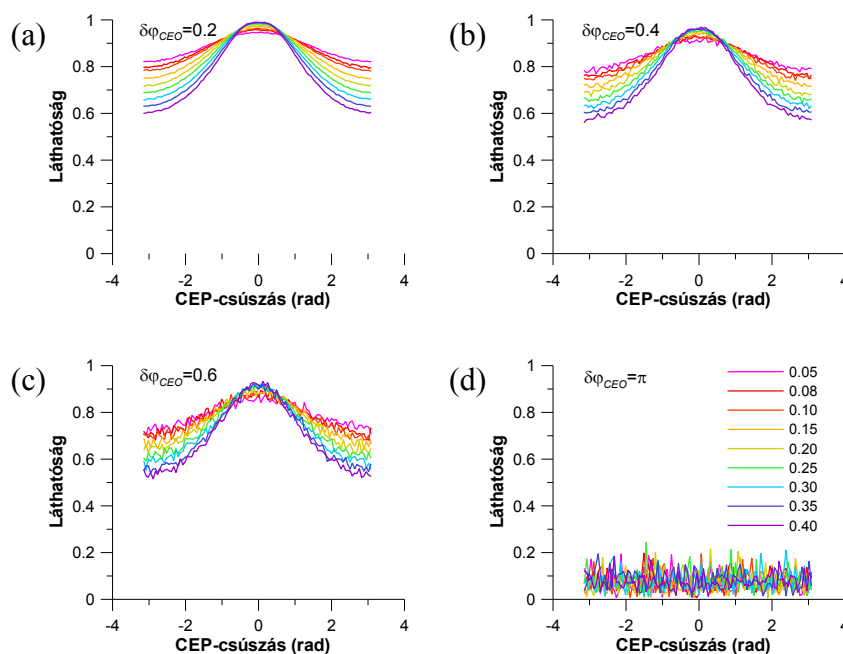


26. ábra: A rezonáns visszacsatoló körből származó STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében, különböző rezonátor-jóságok esetén. Az interferométer aszimmetriarendje  $m=1$ . A detektor integrációs ideje  $n=10$  (a),  $n=20$  (b),  $n=50$  (c) és  $n=100$  (d) referencia-impulzus rögzítését teszi lehetővé.

Egy fázisstabilizált oszcillátor HBF-csúszása csak elméletben szigorúan állandó [79]. A HBF-csúszás fluktuációját olyan módon vettem figyelembe a számítások során,

hogy az egymást követő impulzusok hordozó-burkoló fázisa közötti különbséget a szigorúan konstans HBF-csúszásból következő  $\Delta\varphi_{CE}$  érték körül egy bizonyos tartományban véletlenszerűen változtattam.

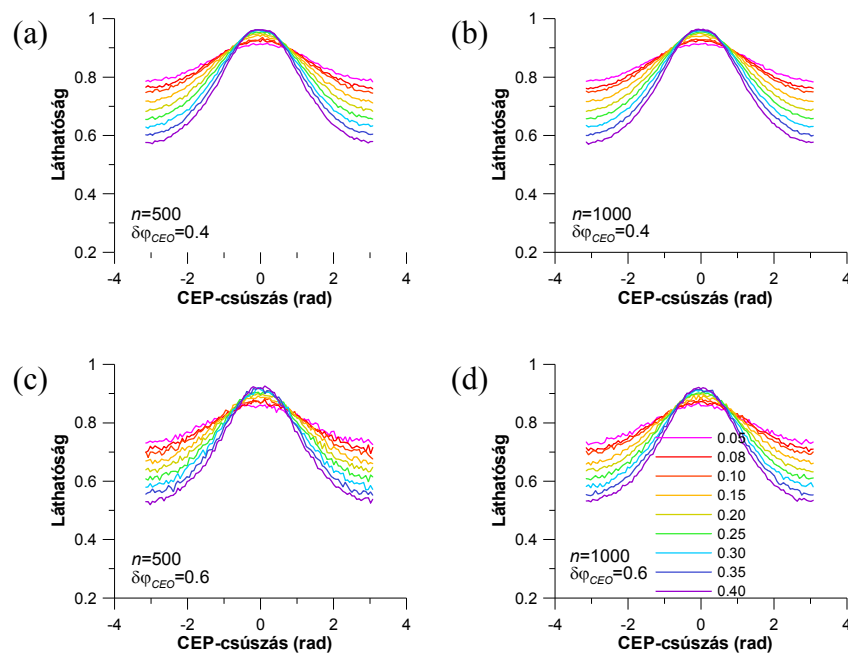
A 27.a–c ábrán látható, a HBF-csúszás különböző fluktuációinál kapott eredmények nagyon hasonlítanak a 26. ábrához, melynél nem vettem figyelembe a HBF-csúszás bizonytalanságát. Ebből azt a következtetést vontam le, hogy a módszer használhatósága független a HBF-csúszás fluktuációjától. A HBF-csúszás zaja azonban egyenetlenebbé teszi a láthatósági görbéket, és ez érintheti a HBF-csúszás mérési pontosságát. Az összehasonlítás kedvéért a 27.d ábra mutatja az eredményeket abban az esetben, amikor a HBF-csúszás bizonytalansága  $\pi$ , tehát az impulzussorozatot korrelálatlan, véletlenszerű HBF-értékekkel rendelkező impulzusok alkotják. Ilyenkor az interferencia „csíkok” „láthatósága” gyakorlatilag nulla.



27. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében, különböző rezonátor-jóságok esetén. A HBF-csúszás az átlagértéke körül  $\pm 200$  mrad (a),  $\pm 400$  mrad (b) és  $\pm 600$  mrad (c) tartományban fluktuál. Ha az impulzusok hordozó-burkoló fázisa korrelálatlan, a láthatóság nagyon rossz (d). Az integrációs idő  $n=100$  impulzusnak felel meg, az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

A korábbi expozíciós időknél még realisztikusabb 5.7 és 11.4  $\mu$ s-ra a HBF-csúszás zajának figyelembevételével végzett számítások eredményeiből az olvasható ki (28. ábra), hogy a csúszásfluktuáció láthatóságra gyakorolt hatása nem növekszik, sőt csökken az integrációs idő növelésével (hasonlítsuk össze a 27.b, 28.a, 28.b, valamint a 27.c, 28.c,

28.d ábrákat). Érdeemes megemlíteni, hogy az expozíciós idő további növelése a ms-os tartományig nem okoz változást a láthatósági görbékben a 27. és a 28. ábrához képest.

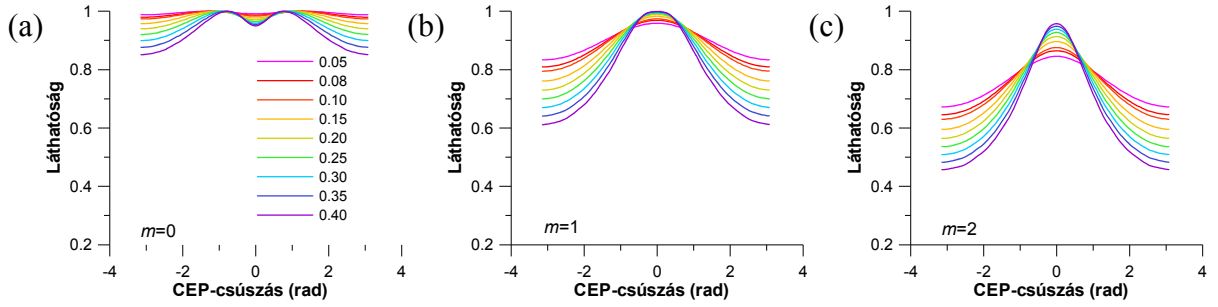


28. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében, különböző rezonátor-jóságok esetén. A HBF-csúszás az átlagértéke körül  $\pm 400$  mrad (a,b) és  $\pm 600$  mrad (c,d) tartományban fluktuál. Az integrációs idő  $n=500$  ( $\tau \approx 5.7 \mu\text{s}$ ; a,c), ill.  $n=1000$  ( $\tau \approx 11.4 \mu\text{s}$ ; b,d) impulzusnak felel meg, az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

### 6.3.2. Az aszimmetriarend szerepe és a nyaláb divergenciájának hatása

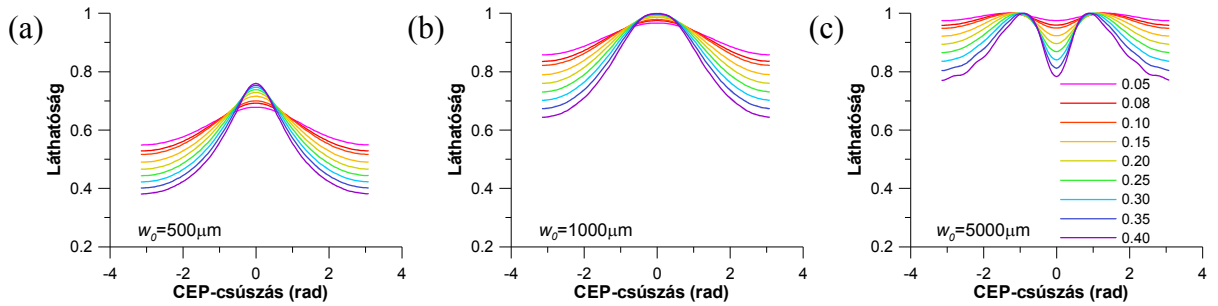
Következő lépésként az interferométer különböző rendű aszimmetriáinak szerepét vizsgáltam. A 29.a ábra mutatja az  $m=0,1,2$  aszimmetriarendű interferométerekben rögzített STBI csíkrendszer láthatóságát a HBF-csúszás függvényében. Az  $m=0$  (szimmetrikus) esetben a görbének több maximuma és egy lokális minimuma van (a  $\Delta\varphi_{CE}=0+j\cdot 2\pi$ -nél), ezért a HBF-csúszás abszolútértéke nem határozható meg bármely láthatóságértékre egyértelműen.





29. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében szimmetrikus  $m=0$  (a) és aszimmetrikus  $m=1$  (b), ill.  $m=2$  (c) Mach-Zehnder-interferométer használatakor. A különböző színek különböző jóságokat jelölnek.

A többszörös maximumhelyek létrejötte így magyarázható: aszimmetrikus interferométerekben a referencia- és tárgynyalábnak különböző távolságot kell megtennie a kimenetig. A gyakorlatban, ahol a nyalábok általában divergálnak, ez a referencia- és a tárgyimpulzusok eltérő intenzitását okozza a detektor helyén. Ha a tárgykarból érkező és interferáló impulzusok szuperponált intenzitása valamely nullától különböző  $\Delta\varphi_{CE,0}$  HBF-csúszásnál megegyezik a referencia-impulzus intenzitásával, akkor  $\Delta\varphi_{CE,0}$ -nál és  $-\Delta\varphi_{CE,0}$ -nál a láthatóság felveszi maximális értékét, 1-et. A  $\Delta\varphi_{CE,0}$ -nál kisebb abszolútértékű HBF-csúszásokra a láthatóság újra 1 alatti lesz. Így az alapjában véve haranggörbe jellegű láthatósági függvény a nulla HBF-csúszás környezetében behorpad, ahogy az a 29.a és a 30.c ábrán látható.

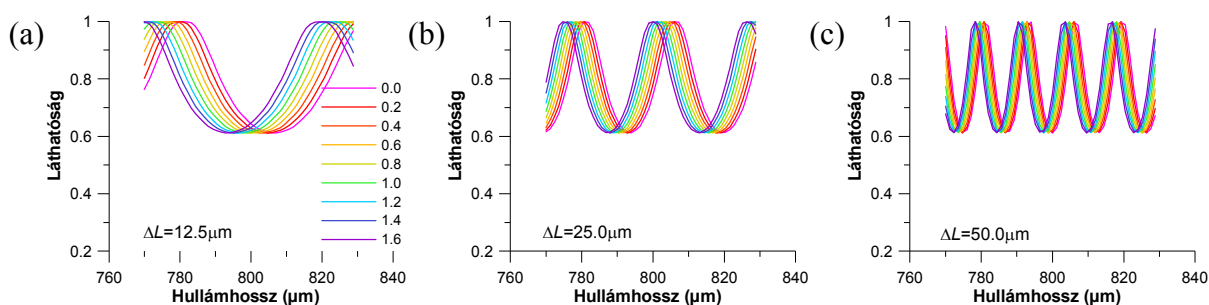


30. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében az  $m=1$  esetre. A nyalábnyak a  $BS_1$  nyalábosztónál található, és sugara  $w_0=500 \mu\text{m}$  (a),  $w_0=1000 \mu\text{m}$  (b), ill.  $w_0=5000 \mu\text{m}$  (c). A különböző színek különböző jóságokat jelölnek. Az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

A többszörös (és nem a nulla HBF-csúszásnál elhelyezkedő) láthatósági maximum elkerülése érdekében a  $BS_1$  és  $BS_4$  nyalábosztókkal olyan osztásarányt kell elérnünk, hogy a tárgykarból érkező és interferáló impulzusok bármely HBF-csúszásnál nagyobb szuperponált intenzitással rendelkezzenek, mint a referencia-impulzus, vagy megfordítva.

### 6.3.3. A visszacsatoló kör rezonanciától való elhangolása

Nagyon nehéz feladat két rezonátor (a lézerezonátor és a visszacsatoló kör) hosszát a hullámhossz töredékének pontosságával összehangolni, és ezt a beállítást aktív stabilizálás nélkül megtartani. Ezért elrendezésünk jellemzőit úgy is modelleztem, hogy több mikrométernyi szándékos elhangoltságot feltételeztem a körrezonátor és a lézeroszcillátor között. Az eredmények a 31. ábrán láthatók. Több hullámhossznyi, durva  $\Delta L$  elhangolás esetén az interferenciacsíkok láthatósága a hullámhossz függvénye, és a spektrális függés közelítőleg szinuszos az itt figyelembe vett kis jóságú esetekre. Ezek a láthatósági függvények határozottan emlékeztetnek a Fabry–Perot-interferométer transzmissziós függvényére, amelynek  $\Delta\nu$  periódusa  $c/\Delta L$ -l egyezik meg. A (láthatósági) csíkrendszer periódusát itt is a rezonátor elhangolása határozza meg, a „láthatósági fésű” hullámhossz-tengely menti helyzete pedig a HBF-csúszással van lineáris kapcsolatban. Ez az összefüggés a frekvenciafésű és a HBO frekvencia kapcsolatára [80,81] emlékeztet, attól eltekintve, hogy ezúttal a HBO-információ a csíkrendszer láthatóságába van kódolva.



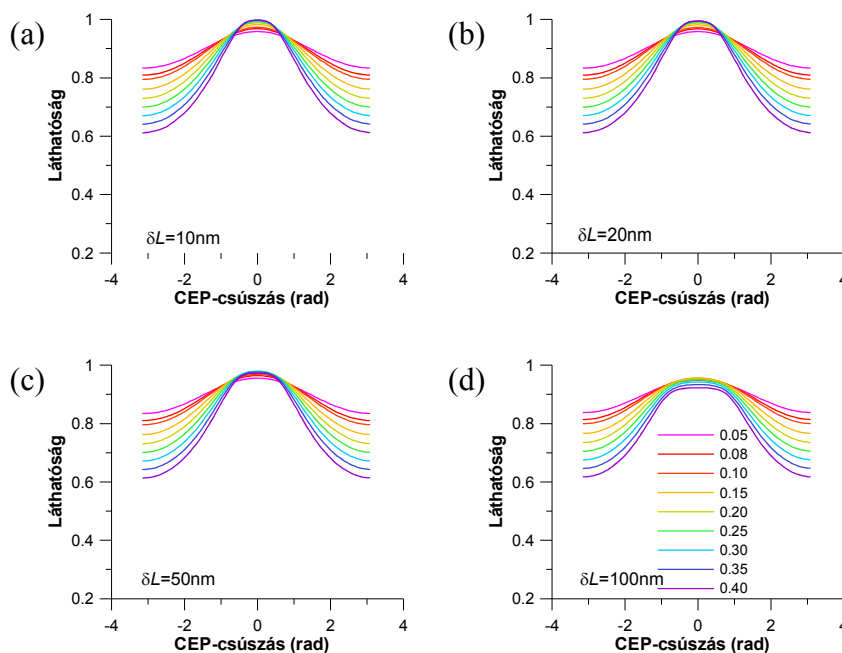
31. ábra: Az STBI csíkok láthatóságának spektrális függése különböző HBF-csúszások esetén. A visszacsatoló kör elhangolása a rezonanciától  $\Delta L=12.5\ \mu\text{m}$  (a),  $\Delta L=25.0\ \mu\text{m}$  (b) és  $\Delta L=50.0\ \mu\text{m}$  (c). Az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

Vegyük észre, hogy a „láthatósági fésű” létrehozható „fogainak” számát az impulzusok sávszélessége nem korlátozza, legalábbis addig, amíg spektrumuk feloldható a spektrográffunkkal.

### 6.3.4. A kísérleti környezet által okozott fluktuációs hatások

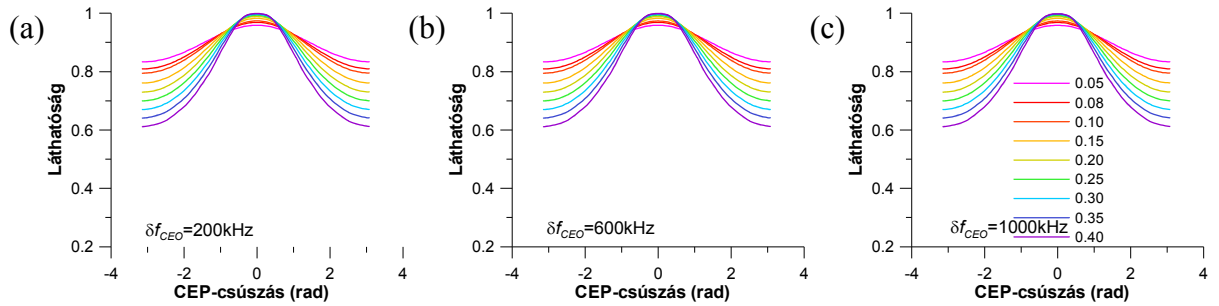
A gyakorlatban minden rezonátor körüljárási ideje folyamatosan változik az átlagérték körül. Ennek egyik oka az optikai elemek mechanikai vibrációja; a másik a laboratórium helyről helyre változó hőmérsékletű, és emiatt változó törésmutatójú levegőjének áramlása.

Ezek a megfontolások érvényesek mind lézerrezonátorokra (ezek a jelenségek okozzák a HBF-csúszás fluktuációját), mind a tárgyalt fényvisszacsatoló körre. Az optikai úthossz ezen okok miatt létrejövő megváltozása a néhányszor 10 nm-es tartományban van, az 1  $\mu\text{m}$ -t csak ritkán éri el. Szimulációs vizsgálatokat végeztem e jelenség vizsgálatára a következőképpen: a (23) egyenlet szerinti összeg tagjainak (az „egy referencia-impulzussal képzett interferogramok”) kiszámításánál eltérő rezonátorhosszakat használtam, melyeket egy, a pontos rezonancia körüli tartományból választottam véletlenszerűen. A 32. ábrán látható eredményekből kitűnik, hogy a láthatósági görbék alapvetően nem változnak, amíg a rezonátor hosszának fluktuációja  $\pm 20$  nm alatt van. Ha ennél nagyobb, pl.  $\pm 50$  nm vagy  $\pm 100$  nm (32.c és d ábrák), akkor a láthatósági karakterisztikák maximumai csökkennek, és egyidejűleg kiszélesednek („tompulnak”, „csonkolódnak”) a nulla HBF-csúszás környezetében.



32. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében, különböző rezonátor-jóságok esetén. A rezonátorhossz fluktuációs tartománya  $\pm 10$  nm (a),  $\pm 20$  nm (b),  $\pm 50$  nm (c) és  $\pm 100$  nm (d). Az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

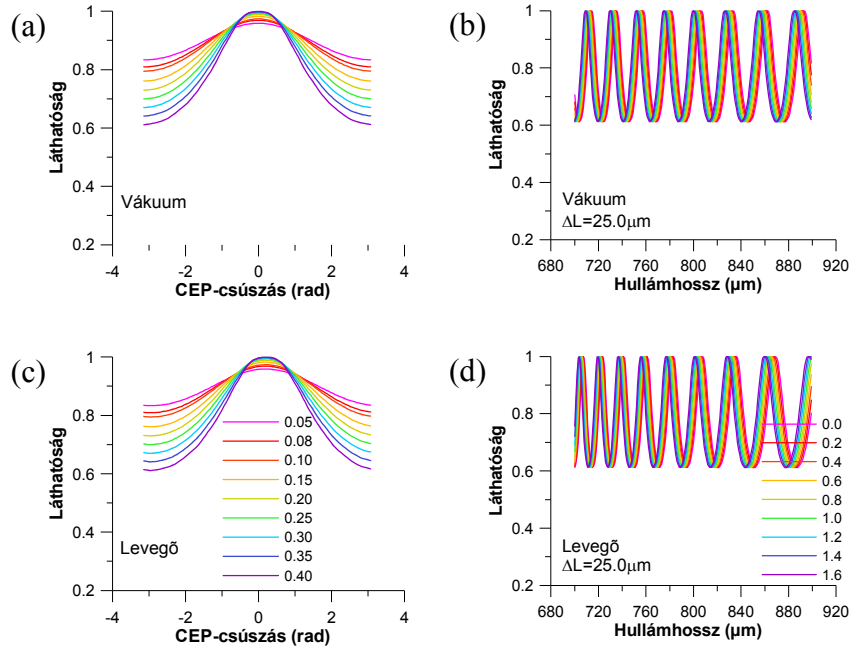
A HBO frekvencia is fluktuál egy néhány száz kHz-es intervallumban, ha nem használunk aktív stabilizálást. A 33. ábra eredményeit a HBO frekvencia fluktuációjának figyelembevételével kaptam. Az ábrán a láthatóságnak az előző esethez nagyon hasonló, de sokkal kevésbé hangsúlyos csökkenése látható.



33. ábra: Az STBI csíkok láthatósága a HBF-csúszás függvényében, különböző rezonátor-jóságok esetén. A HBO frekvencia fluktuációs tartománya  $\pm 200$  kHz (a),  $\pm 600$  kHz (b) és  $\pm 1000$  kHz (c). Az összes többi szimulációs paraméter változatlan.

### 6.3.5. A levegő diszperziójának hatása

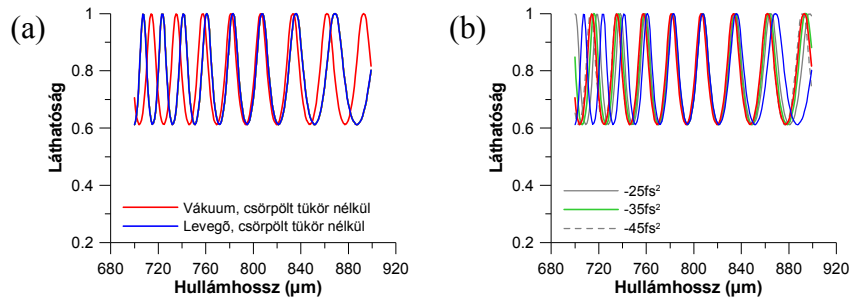
További tényező, amit figyelembe vettem, az anyagi diszperzió, nevezetesen a levegő diszperziója, mely a gyakorlatban könnyen megépíthető körrezonátoros interferométerek esetében kikerülhetetlen. Hogy ennek befolyását tanulmányozhassam, modellszámításokat végeztem légköri nyomású ( $T=18^\circ\text{C}$ ,  $p=1.013 \cdot 10^5$  Pa) levegőbe helyezett interferométerre, mind a rezonáns, mind az elhangolt esetekre (rendre 34.c és d ábrák). A levegő diszperzióját egy Sellmeier-típusú összefüggésből számoltam [82]. Ezek az eredmények rendre összehasonlíthatóak a 34.a és b ábrákkal, melyeket azzal a feltételezéssel kaptam, hogy a fény a körrezonátor 3.43 m-es optikai úthosszát vákuumban teszi meg. Jól látható, hogy a 34.c ábrán a levegő diszperziója a láthatósági karakterisztikát kb.  $\Delta\varphi_{CE} \approx -1$  rad-nal eltolja a 34.a ábrához képest. Ez az a HBF-csúszás, amely kompenzálja a levegő által a körrezonátor körüljárása során okozott fázistolást. Az elhangolt esetben hasonló eltolás figyelhető meg kb. a szabad spektrális tartomány 1/6-od részével (34.b és d ábrák), sőt a periódusukat is modulálja a közeg hullámhossztól (a vákuumtól eltérően) függő fázistolása.



34. ábra: A HBF-csúszástól függő láthatósági görbék összehasonlítása vákuumban (a) és levegőben (c), valamint a hullámhossztól függő láthatósági görbék vákuumban (b) és levegőben (d).

### 6.3.6. A diszperziós tükrök hatása

A következőkben megvizsgáltam, hogy, a levegő diszperziójának hatását diszperziós tükrökkel eliminálhatjuk-e. A modellezésben ezúttal azt feltételeztem, hogy csörpölt tükrök van az interferométerbe építve. Ha a  $-25$ ,  $-35$  és  $-45 \text{ fs}^2$  diszperziójú csörpölt tükröt a referenciakarban veszem számításba, a spektrális láthatósági görbe változatlan marad (35.a ábra): a csörpölt tükrök nélkül számított vastag kék görbe eltakarja az összes, csörpölt tükrökkel kapott eredményt. Ha azonban a körrezonátorban helyezzük el a negatívan csörpölt tükröt, akkor a periódus modulációja eltüntethető (35.b ábra): a  $-35 \text{ fs}^2$ -hez tartozó zöld görbe közelítőleg párhuzamosan fut a csörpölt tükrök figyelembevétele nélkül, vákuumra szimulált eredményekkel, bár a két függvény továbbra is eltolódik egymáshoz képest.



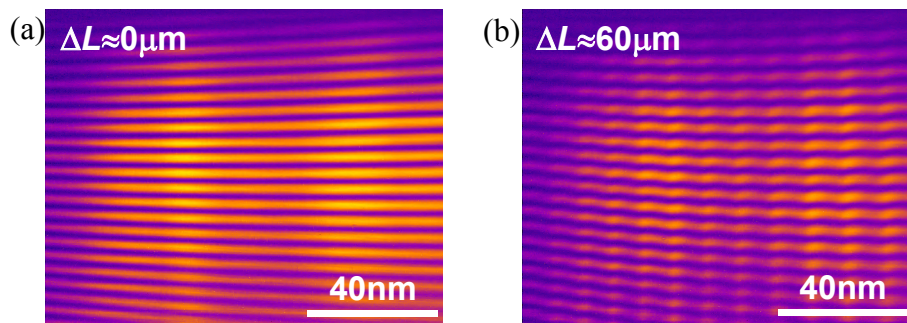
35. ábra: A hullámhossztól függő láthatósági görbék összehasonlítása különböző csörpölt tükrök használata esetén. A tükrök (a) a referenciakarban (b) és tárgykarban (b) van. A vastag piros és kék görbét csörpölt tükrök nélkül szimuláltam vákuum és levegő közegre.

## 6.4. Mérési eredmények

A fenti megfontolásaink kísérleti igazolására felépítettem egy 25. ábra ( $m=1$ ) szerinti mérési elrendezést. Lézerforrásként egy 10 fs-os FemtoPower Compact Pro oszcillátort használtam, mely 803 nm-es központi hullámhosszon működött  $f_{rep}=87.4$  MHz ismétlési frekvenciával.

Az hordozó-burkoló offszetfrekvencia,  $f_{CEO}$  mérésére egy házilag épített  $f$ -to- $2f$  interferométert és egy spektrumanalizátort (Rohde & Schwarz FSP7, pontossága 0.2 MHz) használtam. Az oszcillátor ugyan nem volt fázisstabilizált méréseim folyamán, de az  $f_{CEO}$ -nak csak enyhe, 0.1 MHz/min nagyságrendű csúszása volt. Az  $f_{rep}$  ismétlési frekvencia meghatározására egy gyors fotodióda, valamint egy univerzális frekvenciaszámláló (Agilent 53131A, pontossága 1 Hz) szolgált. Az  $f_{CEO}$ -ból és az  $f_{rep}$ -ből a (14) szerint a HBF-csúszás kiszámítható.

Több méréssorozatot végeztem a visszacsatoló kör különböző jósági paraméterei mellett, amit a  $BS_2$  és  $BS_3$  nyalábosztók cseréjével állítottam be. Egy-egy méréssorozat során az  $f_{CEO}$ -t egy 17 MHz-es tartományon belül öt különböző értékre állítottam be a rezonátoron belüli piezo-vezérelt ömlesztett kvarc ékek (ld. 3.3. szakasz) segítségével, és a visszacsatoló kör hosszát is öt lépésben hangoltam a rezonátorhosszal való pontos egyezéstől ( $\Delta L=0$ ) az erős elhangolásig ( $\Delta L=60\ \mu\text{m}$ ). A 36.a és b ábrán példák láthatók a visszacsatolás úthosszának szélső helyzeteiben felvett interferogramokra.



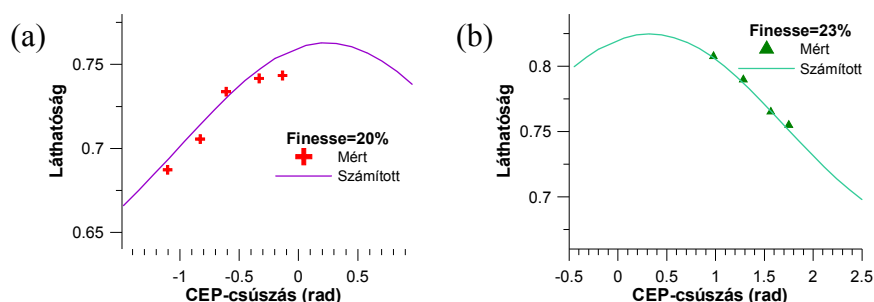
36. ábra: A felvett STBI-csíkok a rezonáns kör különböző elhangolásainál

Minden lépésben kilenc STBI-csíkrendszert rögzítettem az interferométer tárgy- és referenciakarjának intenzitás-eloszlásaival együtt. Ezután kiértékeltem a felvételeket, azaz

a (22) alapján meghatároztam a spektrális láthatóságokat. Ezek átlagát rendeltem hozzá a kísérleti körülményekhez, azaz a HBF-csúszás-jóság-elhangolás hármashoz.

A mérés számítógépes szimulációjához gondosan kimértem a nyalábosztók és a tükrök reflektivitási tulajdonságait a 650–950 nm spektrális tartományon. Ezekből meghatároztam az interferométer karjainak spektrális transzmisszióját és a visszacsatoló kör spektrális jóságát. A grafikonok mellett megadott jósági értékek az impulzusok központi hullámhosszán (803 nm) értendők. Minden kiszámított görbét a modellezésekhez hasonlóan állítottam elő, azzal a különbséggel, hogy az optikai elemek spektrális tulajdonságait is számításba vettem. A mérési eredmények közül a modellezés során figyelembe vettem még az  $f_{CEO}$  és  $f_{rep}$  értékeket, a rezonátorhossz levegőáramlás okozta fluktuációit és a levegő diszperzióját.

A 37. ábra a mért láthatóságot mutatja a mért HBF-csúszás függvényében (szimbólumokkal) abban az esetben, amikor a körrezonátor pontosan az ismétlési frekvenciának megfelelően van beállítva ( $\Delta L \approx 0$ ). A mért értékek mindkét, különböző jóságú beállításnál jól megegyeznek a számított karakterisztikákkal. A legkisebb HBF-csúszásnál mért adatoktól eltekintve a számítási és a mérési eredmény eltérése nem haladja meg a 100 mrad-ot.

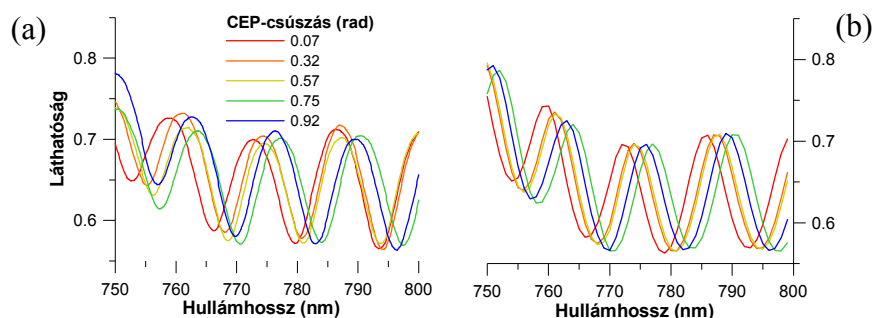


37. ábra: A csikrendszer láthatósága az oszcillátor HBF-csúszásának függvényében, a visszacsatoló kör 20%-os (a) és 23%-os (b) jósága esetén. A visszacsatoló kör rezonáns ( $\Delta L=0$ ). A szimbólumok a mért értékeket, a görbék a szimulációs eredményeket jelölik.

Amikor a visszacsatoló kört elhangoltam, a láthatósági görbe erős spektrális modulációját vártam (mint a 31. ábrán), ahol a minimum- és maximumhelyek a HBF-csúszástól függenek. A kapott mérési eredmények a 38.a ábrán láthatók. A mért spektrális láthatósági görbéknek csak a megbízhatóan kiértékelhető részét ábrázoltam. A korábbi elméleti görbék alakja (34.c és 34.d ábrák) és a mostani szimulációk (37.a, b és 38.b ábrák) közötti különbség oka az, hogy az utóbbiaknál a valódi optikai elemek spektrális adatait használtam fel. A 38.b ábra szimulációinál ezen kívül a labor levegője által okozott



fluktuációkat is figyelembe vettem a visszacsatoló kör hosszúságának az expozíciós idő alatti 100 nm amplitúdójú véletlenszerű „imbolygásával”. A mért spektrális láthatóságok és a modelleredmények (38.b ábra) közötti egyezés kiváló. Az egyetlen látható probléma a mért görbék enyhe fázisbeli eltolása, ami a HBF-csúszás kis, mintegy 100 mrad-os határozatlanságával van kapcsolatban.



38. ábra: A láthatóság mért értékei a hullámhossz függvényében a HBF-csúszás 5 különböző értékére,  $\Delta L = 46 \mu\text{m}$  elhangolás esetén (a). A méréseknek megfelelő szimulációs eredmények (b)

## 6.5. Diszkusszió

### 6.5.1. Pontosság és használhatósági korlátok

A kísérleti beállítások és körülmények láthatóság—HBF-csúszás jelleggörbére gyakorolt hatásának numerikus modellezése a következő tanulságokkal zárult: a vázolt HBF-mérési módszer használhatósága függetlennek tekinthető a HBF-csúszás fluktuációjától. A többszörös maximummal rendelkező karakterisztika elkerülhető a tárgy- és a referenciakar intenzitásarányának alkalmas megválasztásával. Az összes eredmény azt mutatja, hogy a jósági paraméter növelése kedvező, mert nagyobb finesse-nél a HBF-változással kontrasztosabb a láthatóság változása. A rezonátor úthosszána  $\pm 50 \text{ nm}$  fölötti fluktuációi azonban ezt a kontrasztot rontják.

A mérés során azt láttam, hogy a nagyon kis (200 mrad alatti) HBF-csúszások kivételével  $\Delta\varphi_{CE}$  meghatározásának bizonytalansága 100 mrad körüli, ami 1.4 MHz-es  $f_{CEO}$  mérési pontosságot jelent.

Mivel az általunk a HBF-csúszás mérésére javasolt elrendezés és eljárás csak a lineáris optikára támaszkodik, elvileg széles teljesítmény- és a sávzélességi tartományokban működőképes, és az  $f$ -to- $2f$  interferométernél sokkal általánosabban használható. A fluktuációs problémák magasabb ismétlési frekvenciákon várhatóan kevésbé súlyosak,



mivel ekkor az interferométer kompaktabban építhető meg, és könnyebben érhető el nagyobb jósági értékek, továbbá könnyebben csökkenthetők a környezeti behatások is. Így lehetségesnek tűnik a mérési eljárás hibáját néhányszor 10 mrad-ra leszorítani.

Természetesen ezen interferometrikus módszer esetén is vannak a technikai lehetőségek által megszabott sáv szélességi korlátok. Ahhoz, hogy értelme legyen a spektrális láthatóság méréséről beszélni, az interferenciacsíkokat legalább mintegy 10 különböző hullámhossznál kell feloldanunk a spektrográffal, ami a kereskedelmileg elérhető spektrográfok esetén néhány pikoszekundumos korlátot határoz meg az impulzusok transzformáció-limitált hosszára. Fontos látni, hogy ez a sáv szélességre nézve követelmény, azaz erősen fázismodulált 100 ps-os impulzusok szintén mérhetők lehetnek ilyen módon. Mindenesetre ez a korlátozás kb. ezredakkora, mint az  $f$ -to- $2f$  interferométerek esetén. Hasonlóképpen, követelmény állítható fel arra nézve, hogy milyen intenzitás esetén lehet még kiértékelhető interferogramokat rögzíteni STBI-vel. Ez kb.  $10^5$  fotonnak felel meg pixelenként, ami nJ-os impulzusenergiákra fordítható le. Ez szintén sokkal kevésbé szigorú követelmény, mint az  $f$ -to- $2f$  interferometriáé [78].

### 6.5.2. A hordozó-burkoló fázis stabilizálása

Amint azt ebben a fejezetben megmutattam, az ismertetett eljárás a csíkok láthatóságából kimutatja a hordozó-burkoló fázisváltozás gyorsaságát, így felhasználható hordozó-burkoló fázist stabilizáló optikai elemek vezérlésére több különböző szinten [67,68]:

- (A) Ha a fázisstabilizáló optikai elemek az interferenciacsíkok láthatóságát maximalizálják, például valamilyen optimalizáló algoritmus vezérelheti a szokásos HBF-manipulációs technikák egyikét (pl. a pumpalézer teljesítményének modulálásával), akkor azzal a hordozó-burkoló *fázist* stabilizálják.
- (B) Ha a fázisstabilizáló optikai elemek az interferenciacsíkok láthatóságát tartják egy adott szinten, akkor az impulzusról impulzusra történő hordozó-burkoló *fázisváltozás* lesz *állandó*.
- (C) (B)-hez hasonló eredményre vezet, ha kissé elhangolt fényvisszacsatoló kör használata mellett a keletkező láthatósági minimumokat és maximumokat tartják egy helyben (31. ábra).

Vegyük észre, hogy az (A) módszerrel, az  $f$ -to- $2f$ -elvtől eltérően, elvileg elérhető a nulla hordozó-burkoló fáziscsúszás esete utólagos impulzuskivágás (24. o.) nélkül is!

### **6.5.3. Fehérfényű vagy spektrálisan és térben bontott interferometria?**

Nem feltétlenül magától értetődő a szuperponált interferenciacsíkok spektrális bontásának előnye. Valójában a spektrálisan nem bontott, „fehérfényű” interferenciacsíkok is a stabilizáció alapjául szolgálhatnak. Ez esetben azonban a csíkok láthatósága a HBF-csúszás mellett függne még az interferáló impulzusok relatív diszperziójától és a karhosszak különbségének esetleges hibájától (az impulzustávolságtól való eltéréstől) is. Mivel mindkét jelenség jelentősen rontja a láthatóságot, a HBF-csúszás nem lenne megbízhatóan meghatározható.

Az STBI esetében viszont a diszperzió-különbség, ill. a karhosszkülönbség helytelen beállítása mindössze a csíkok görbületének ill. meredekségének változásában nyilvánul meg [83]. Az egyes különálló frekvenciáknál vett láthatóságra azonban ezeknek nincs hatásuk.

## **6.6. Összegzés**

Egy új, a spektrálisan és térben bontott interferometrián alapuló eljárást vezettem be az impulzussorozatok hordozó-burkoló fáziscsúszásának mérésére, melyben egy két- és egy soksugaras interferométert kombináltam egy STBI-n belül. A HBF csúszásáról a mért kétdimenziós interferogramok csíkjainak láthatóságából szerzünk információt.

Számítógépes szimulációkkal megvizsgáltam az ötlet működőképességét. Ezután elsőként demonstráltam kísérletileg, hogy lineáris optikai módszerrel hozzáférhetünk egy olyan lézerparaméterhez, amely elérhetetlen volt egészen az  $f$ -to- $2f$  interferometria bevezetéséig [53].

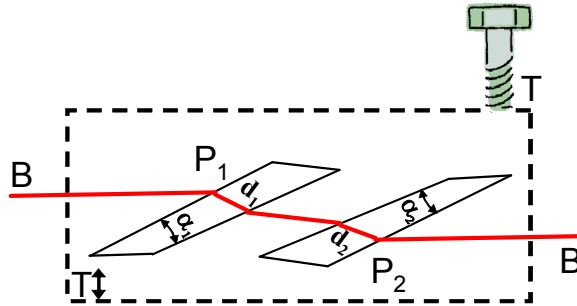
Ez a lineáris módszer biztosan nem a legalkalmasabb fáziskövetésre és frekvencia-metrológiai alkalmazásokra, viszont olyan lézereknél nyújt lehetőséget a HBF-csúszás méréséhez, amelyeknél az  $f$ -to- $2f$  eljárással ez lehetetlen. A lézerek ezen csoportjába tartoznak a pikoszekundumos lézerek, illetve a nagyon kis csúcsteljesítménnyel rendelkező nagy ismétlési frekvenciájú impulzuszézerek, amilyenek pl. a telekommunikációban használatosak.

## 7. A hordozó-burkoló fázis izokronikus hangolása

Ebben a fejezetben tárgyalom a HBF-hangolás (ill. HBO frekvencia-hangolás) lehetőségeit a korábbiaknál általánosabb — többféle anyagú, ill. kettőnél nagyobb elemszámú — ék-kombinációk esetén. Ismertetem egy csoportkésleltetésre és csoportkésleltetés-diszperzióra elhanyagolható hatással bíró HBF-hangoló elrendezés tervezését, megépítését és jellemzőinek mérését. Eredményeimből egy referált folyóiratcikk jelent meg [84] és egy EP szabadalmi bejelentés [85] van jelenleg elbírálás alatt.

### 7.1. HBF-hangolás két ék mozgatásával, izokronicitás

Tekintsük a 39. ábrán látható elrendezést, mely két, különböző anyagú és törőszögű, ellenpárhuzamosan álló vékony ékből ( $P_1$  és  $P_2$ ) áll.



39. ábra: Az ismétlési frekvenciát kevésbé elhangoló, ún. izokronikus elrendezés két, különböző anyagú és törőszögű, együtt mozgatott ékből.

Ezek együtt mozgathatók a B nyaláb irányára merőlegesen a T eltolóval. Jelölje  $d_1$  és  $d_2$  a fénynyaláb geometriai úthosszát a két ék anyagában, és hanyagoljuk el a környező közeg (levegő) diszperziójának hatását. Egy átmenetben az ékpár anyaga által okozott csoportkésleltetés-többség a levegőben való terjedéshez képest így számítható ki:

$$GD = [(n_{g,1} - 1)d_1 + (n_{g,2} - 1)d_2] / c, \quad (24)$$

ahol  $n_m$  és  $n_{g,m}$  rendre az  $m$  ( $m=1,2$ ) anyag fázis- és csoport-törésmutatója az  $\omega_0$  központi frekvencián.

Az ékpár csoportkésleltetés-diszperzióját anyagainak  $\omega_0$ -nál vett fajlagos csoportkésleltetés-diszperziójának segítségével ( $gdd_m$ ) számolhatjuk ki:

$$GDD = gdd_1 \cdot d_1 + gdd_2 \cdot d_2. \quad (25)$$

Az ékpár által okozott hordozó-burkoló fázistolás a csoport- és a fáziskésleltetés különbségével arányos. Ennek kifejezése a fényimpulzusok egy átmenetére a (12) egyenlethez hasonlóan:

$$\Delta\varphi_{CE} = \omega_0/c \cdot [(n_{g,1} - n_1)d_1 + (n_{g,2} - n_2)d_2]. \quad (26)$$

A (24)–(26) egyenletek az ékeken történő egyetlen átmenetet írnak le. Rezonátoron belülré épített ékpár esetén egy körülfutáshoz a fenti értékeket meg kell kétszerezni.

Ha ezt a „vegyes” anyagú ékpárat egy egészként lefelé mozgatjuk, azaz a  $P_1$  éket befelé toljuk a nyalábba,  $P_2$ -t pedig kifelé onnan, akkor a nyaláb geometriai úthossza  $P_1$ -ben  $d'_1 = d_1 + \Delta d_1$ -re nő,  $P_2$ -ben pedig  $d'_2 = d_2 - \Delta d_2$ -re csökken. Emiatt az ékpár által okozott csoportkésleltetés, csoportkésleltetés-diszperzió és hordozó-burkoló fázistolás megváltozik:

$$GD' - GD = [(n_{g,1} - 1)\Delta d_1 - (n_{g,2} - 1)\Delta d_2]/c, \quad (27)$$

$$GDD' - GDD = gdd_1 \cdot \Delta d_1 - gdd_2 \cdot \Delta d_2, \quad (28)$$

$$\varphi'_{CE} - \varphi_{CE} = \omega_0/c \cdot [(n_{g,1} - n_1)\Delta d_1 - (n_{g,2} - n_2)\Delta d_2],$$

Ha az elrendezés geometriája teljesíti a

$$\Delta d_2 / \Delta d_1 = (n_{g,1} - 1) / (n_{g,2} - 1), \quad (29)$$

ún. *izokronikussági feltételt*, akkor a (27) egyenlet azonosan egyenlővé válik nullával, vagyis az ékpár eltolása nem okoz csoportkésleltetés-változást. Ekkor *izokronikus* („*állandó átmeneti idejű*”) ékpárról beszélhetünk. Lézerrezonátoron belül használt izokronikus ékpár esetén a HBF-hangolás, ami a kimenő impulzussorozat HBF-csúszásának és HBO frekvenciájának hangolásával azonos, várhatóan nincs hatással az ismétlési frekvenciára.

A (28) egyenlet is azonosan egyenlővé tehető nullával, ha teljesül a

$$\Delta d_2 / \Delta d_1 = gdd_1 / gdd_2 \quad (30)$$

feltétel. Ekkor az ékpár csoportkésleltetés-diszperziója lesz független az eltolástól, vagyis az ékpár nem befolyásolja a rajta átmenő impulzusok időbeli hosszát.

Az ékek anyagának megválasztásakor szem előtt kell tartani azt is, hogy az izokronikus, ill. a CsKD-re nézve semleges hangolás feltételének teljesítése mellett minél nagyobb legyen az eltolással járó hordozó-burkoló fázistolás.

Az egyszerűség kedvéért először közelítőleg merőleges beesést feltételezve  $\Delta d_2 / \Delta d_1 = \text{tg } \alpha_2 / \text{tg } \alpha_1$ , ahol  $\alpha_1$  és  $\alpha_2$  rendre  $P_1$  és  $P_2$  törőszögei. Ezzel az izokronikusság feltétele a

$$\text{tg } \alpha_2 / \text{tg } \alpha_1 = (n_{g,1} - 1) / (n_{g,2} - 1) \quad (31)$$

alakra, a CsKD-re nézve a semleges hangolás feltétele a

$$\text{tg } \alpha_2 / \text{tg } \alpha_1 = gdd_1 / gdd_2 \quad (32)$$

alakra egyszerűsödik.

Vegyük észre, hogy alapötletünk analóg a vékony lencse és az akromatikus dublett közötti különbséggel.

Egy másik hasonló működési elv az ún. Babinet-kompenzátoré. Ez két különböző kettőtörő anyagból készül, és a fázisretardáció hangolására alkalmas. A hangolás mértéke egyrészt szintén a geometriai úthossz-változással arányos, mint a mi esetünkben, a másik arányossági tényező azonban nem a csoport- és fázis-törésmutatók különbsége, hanem az extraordinárius és ordinárius törésmutatóké.

## **7.2. Az izokronikus HBF-hangoló tervezése**

Miután levezettem az alap-összefüggéseket az adott anyagokból készített izokronikus ékpár törőszögei között, az anyagok alkalmas megválasztása következett. Ebben az a szándék vezetett, hogy az izokronikus szögekkel méretezett ékpár hangolása a CsKD-re is minél inkább semleges legyen, a hordozó-burkoló fázistolás viszont minél jobban változzon az eltolással.

E célból megvizsgáltam a Schott-üvegek teljes katalógusát [86] azon anyagkombinációkat keresve, amelyekre a

$$\left| \frac{(n_{g,1} - n_1) / (n_{g,2} - n_2) - (n_{g,1} - 1) / (n_{g,2} - 1)}{(n_{g,1} - 1) / (n_{g,2} - 1) - gdd_1 / gdd_2} \right| \quad (33)$$

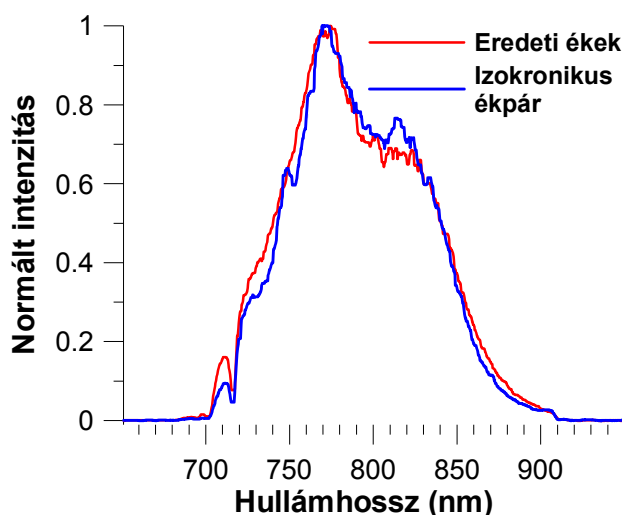
kifejezés minél nagyobb. A (33) formula mögött a következő gondolatok állnak: nevezője abszolútértékben annál kisebb, minél jobban megegyezik a két anyag (31) szerinti „izokronikus szögaránya” az (32) szerinti „CsKD-re semleges hangolású szögaránnyal”, tehát minél jobban teljesítik az anyagok egyidejűleg a két feltételt. A számláló hasonlóképpen annál nagyobb abszolútértékű, minél inkább eltér az „izokronikus szögarány” attól a szögaránytól, mely a HBF-re volna „semleges hangolású”.

Az elérhető üvegek közül az N-BK10-et ( $n_l=1.4927$ ,  $n_{g,1}=1.5082$  800 nm-es hullámhosszon) és az N-PK51-et választottam ( $n_2=1.5240$ ,  $n_{g,2}=1.5372$ ). E két üvegnek viszonylag alacsony a törésmutatója és a csoportsebesség-diszperziója, ami különösen alkalmassá teszi őket a femtoszekundumos alkalmazásokra. A törőszöget  $2.0^\circ$ -nak választottam az N-PK51 esetében és ennek megfelelően  $2.12^\circ$ -nak az N-BK10 esetében. Ezt a méretezést az (31) egyenlet helyett egy pontosabb, sugárkövetést használó numerikus modellel végeztem el, mely figyelembe veszi az ékekre való közel Brewster-szög alatti beesést, és az ékeket körülvevő levegő diszperzióját. Ezekhez a számításokhoz ismét a MathCAD programcsomagot használtam.

### 7.3. Mérési eredmények

A tervezett ékpárt beépítettem egy lézerrezonátorba, hogy a kimeneti nyaláb HBO frekvenciájának mérésével tanulmányozhassam HBF-hangoló tulajdonságait, az ismétlési frekvencia mérésével pedig meggyőződhsek izokronikusságáról.

A kísérlethez egy Femtosource Scientific Pro titán-zafír lézeroszcillátort használtam, melynek ismétlési frekvenciája 87.4 MHz volt. Gyári beállításokkal kimeneti spektruma 103 nm széles (FWHM, 40. ábra, piros görbe), módusszinkronizált kimenő teljesítménye 580 mW volt.



40. ábra: A lézeroszcillátor kimeneti spektruma az eredeti elrendezés és az izokronikus HBF-hangoló használata esetén.

A lézer rezonátorába gyárilag beépített, piezo-vezérelt ömlesztett-kvarc ék-összeállítást (13. ábra) a „vegyes” anyagú ékpárra cseréltem. Ennek rezonátoron kívüli beállítását egy He-Ne lézer segítségével végeztem el. Az ék-felületeket pontosan

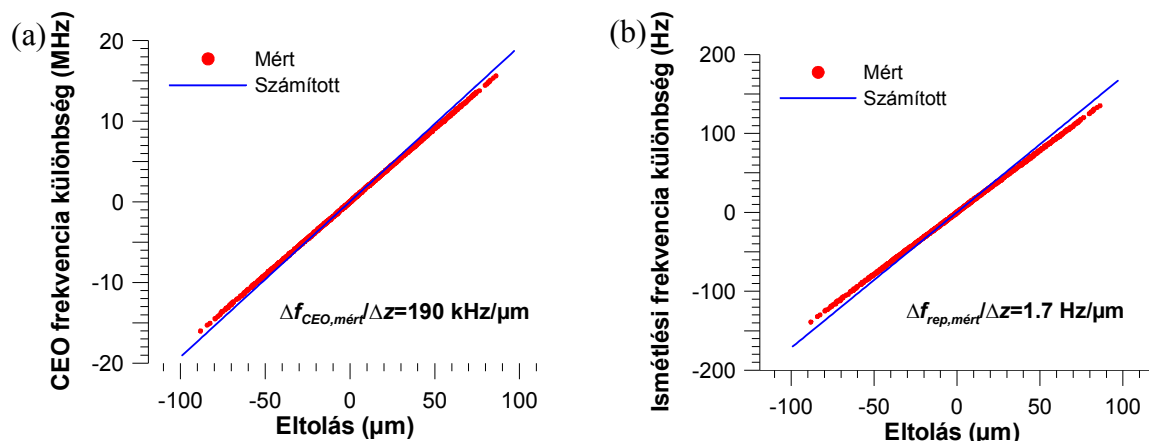
függőlegessé tettem, a beesési szögeket pedig közelítőleg Brewster-szögbe állítottam. Annak is figyelmet szenteltem, hogy a nyalábok által bejárt üvegmennyiség közelítőleg ugyanannyi legyen, mint az eredeti ékek esetén. Miután az ékpárt a rezonátorba helyeztem, függőleges tengely körül egy egészként addig forgattam, amíg folytonos üzemben maximális lézerteljesítmény nem értem el. Ezzel a művelettel tüntettem el a „vegyes” anyagú ékpár által okozott eredő szögeltérítést. A további optimalizáláshoz az ékek szögét egyenként állítottam, amíg nem értem el egyszerre a legnagyobb módusszinkronizált sáv szélességet és kimenő teljesítményt. Mintegy 101 nm-es sáv szélességet (40. ábra, kék görbe) és 604 mW teljesítményt sikerült elérnem. Figyelemre méltó, hogy az egész művelet nem vett igénybe többet fél óránál, sőt mi több, a rezonátor semmilyen további módosítására nem volt szükség. A grafikonokra tekintve nyilvánvaló, hogy a spektrum lényegében változatlan maradt, nem következett be csökkenés sem a sáv szélességben, sem a lézer teljesítményében, tehát az áttérés az új elrendezésre sem a CsKD, sem a szögdiszperzió terén nem okozott zavaró változásokat. Számításaim alapján a lézer kb. 200 nm-es hullámhossz-tartományán mintegy 0.04 mrad nyalábirány-változást vártam. A szögdiszperzióra egy további mérést is elvégeztem egy leképező spektrográf segítségével [87]. Az oszcillátor nyalábjának kompenzálatlan szögdiszperziója a mérőeszköz 1 mrad/ $\mu\text{m}$ -es méréshatára alatt volt.

További méréseim során célom az ismétlési frekvenciának a HBO frekvencia függvényében való meghatározása volt a „vegyes” anyagú ékpár és — összehasonlításként — a hagyományos ömlesztett kvarc ékek esetén. Ennek érdekében megmértem mind a HBO, mind az ismétlési frekvencia változását az ék/ékpár eltolása függvényében. A HBO frekvenciát egy házilag épített  $f$ -to- $2f$  interferométer és egy spektrumanalizátor segítségével mértem (Rohde & Schwarz FSP7) mintegy 0.2 MHz pontossággal. Az ismétlési frekvencia meghatározására egy gyors fotodiódát, valamint egy Agilent 53131A univerzális frekvenciaszámlálót használtam, a mérés pontossága 1 Hz volt.

A mérés során az oszcillátor nem volt fázisstabilizált, ezért az  $f_{CEO}$  enyhén csúszott mintegy 0.1 MHz/min sebességgel. Hogy ennek befolyását és más (főleg hőmérsékleti) csúszások, valamint légáramlatok hatását a mérésből kizárjam, melyek a két mért mennyiség szisztematikus változását okozták volna egy hosszabb, a piezo-eltoló (PI E-665) 100  $\mu\text{m}$ -es eltolási tartományát végigpásztázó mérés során, inkább egy statisztikus eljárást választottam. A mozgatandó éket/ékpárt véletlenszerűen választott kiindulópontokból toltam el szintén véletlenszerűen (a  $[-100 \mu\text{m}; 100 \mu\text{m}]$  intervallumból)

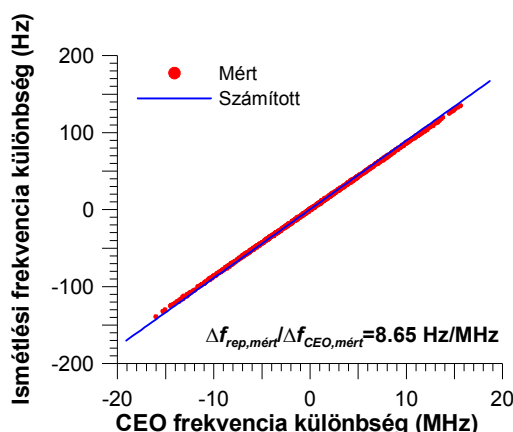
választott távolságokra. Összesen 1000 eltolást végeztem, és mindegyik során feljegyeztem az  $f_{rep}$  és az  $f_{CEO}$  változását.

Elsőként a gyárilag beépített ömlesztett kvarc prizmapár (törőszögei:  $2.76^\circ$ ) működését vizsgáltam meg. A mozgatható egyik éket  $1\text{ }\mu\text{m}$ -rel eltolva az  $f_{CEO}$  190 kHz-cel változik meg,  $f_{rep}$  pedig 1.7 Hz-cel. Ezek a mérési eredmények (41. ábra, szimbólumok) jól egyeznek az ömlesztett kvarc ékekre kiszámított értékekkel (folytonos vonal).



41. ábra: A HBO frekvencia változása (a) és az ismétlési frekvencia változása (b) az eltolás függvényében az egybevágó ömlesztett kvarc ékek egyikének mozgatasakor.

Ami az  $f_{CEO}$  hangolására bekövetkező  $f_{rep}$  elhangolódás mértékét illeti, a 42. grafikonról 8.65 Hz/MHz-es meredekség olvasható le, míg az elméleti úton kapott érték 8.92 Hz/MHz. Ez kiváló egyezés a mért és a modellezett értékek között.

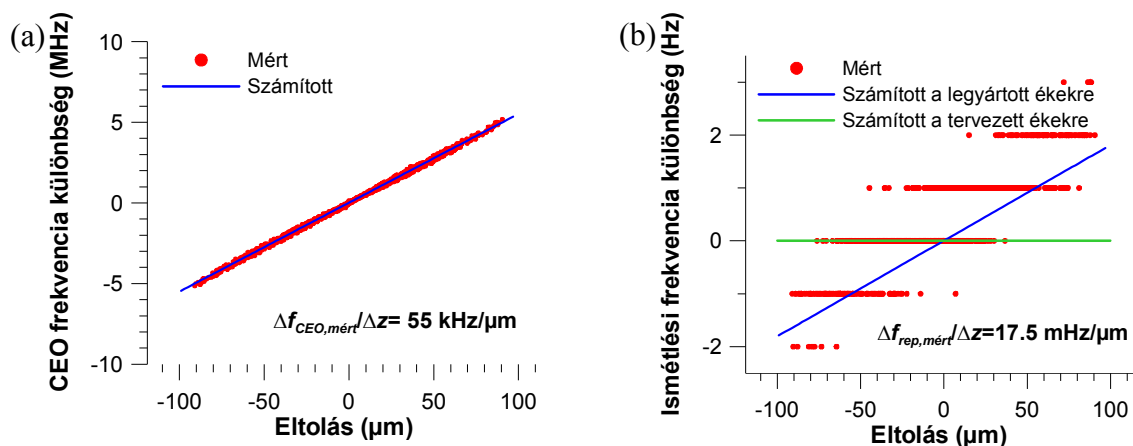


42. ábra: Az ismétlési frekvencia elhangolódása a HBO frekvencia változásának függvényében az egybevágó ömlesztett kvarc ékek egyikének mozgatasakor.

Az új N-BK10+N-PK51 ékpár jelleggörbéit ugyanúgy mértem meg, ahogy az eredeti ömlesztett kvarc ékek esetében, azzal a különbséggel, hogy a két éket együtt mozgattam (amint az a 39. ábrán látható). Az  $f_{rep}$  változása annyira kicsi volt, hogy a

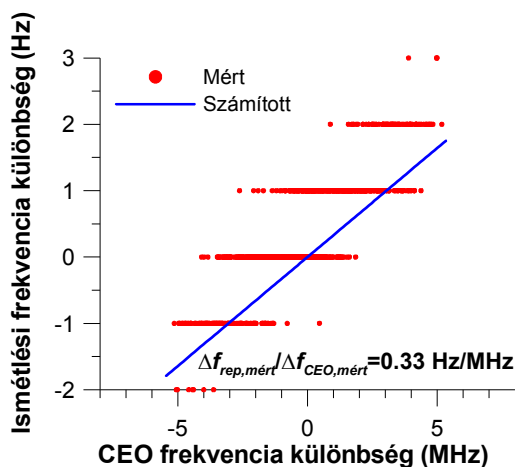


frekvenciaszámláló kvantálási szintjei jól megkülönböztethetők a grafikonokon (pl. 43.b ábra). A HBO frekvencia változási gyorsasága (43.a ábra) most 55 kHz/ $\mu\text{m}$ -nek, az ismétlési frekvencia–eltolás meredeksége nagyon alacsonynak, 17.5 mHz/ $\mu\text{m}$ -nek adódott.



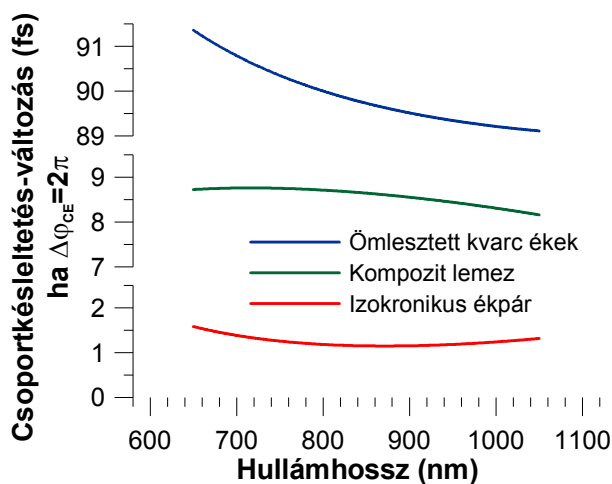
43. ábra: A HBO frekvencia változása (a) és az ismétlési frekvencia változása (b) az eltolás függvényében az izokronikus ékpár mozgásakor.

A  $\Delta f_{CEO} - \Delta f_{rep}$  rendszerben ábrázolt mérési adatokra (44. ábra) a 0.33 Hz/MHz-es meredekség illeszthető, míg az elméleti úton számolt 0.3284 Hz/MHz volt. Noha azt vártam, hogy a karakterisztikák az origóra nézve középpontosan szimmetrikusak lesznek, a mért adatpontok ettől kis eltérést mutatnak. Ezt az eltoló mechanikai tökéletlenségei, a pozitív és a negatív irányba való eltolás különbözősége okozta. Vegyük észre, hogy  $f_{rep}$  változása majdnem két nagyságrenddel kisebb, mint amit az ömlesztett kvarc ékek esetén mértem.



44. ábra: Az ismétlési frekvencia elhangolódása a HBO frekvencia változásának függvényében az izokronikus ékpár mozgásakor.

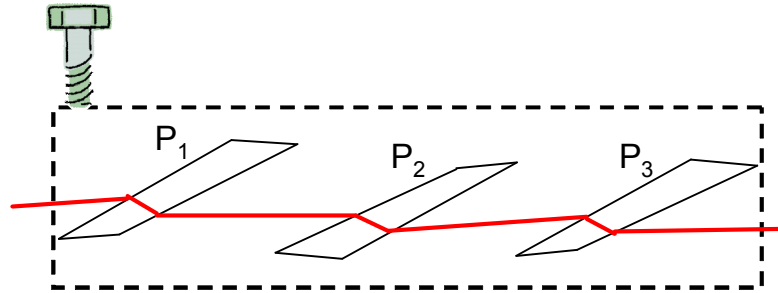
Ez a kis maradék meredekség 1.7 fs csoportkésltetés-változásnak felel meg az ékpáron való egy átmenetre egy teljes szabad spektrális tartománnyal végzett  $f_{CEO}$ -hangolás esetén, ami a legyártott ékek törőszögének a tervezéstől való eltérésevel magyarázható, ami 30 szögperces nagyságrendű. Ezek a számok jól egyeznek a törőszögek meghatározására elvégzett független mérés eredményeivel. A modellszámítások azt is megmutatták, hogy a vegyes anyagú ékpár mindössze 0.22 fs<sup>2</sup>-tel változtatja meg az optikai útra eső anyagi diszperziót egy teljes szabad spektrális tartománnyal végzett  $f_{CEO}$ -hangolásnál. Ez a diszperzió-meredekség jóval alacsonyabb, mint az ömlesztett kvarc ékpáré (1.07 fs<sup>2</sup>). Megjegyzendő, hogy az ékek egymáshoz képesti eltolása lehetővé teszi a rezonátorbeli össz-csoportkésltetés és össz-diszperzió hangolását is. A mi új elrendezésünk kiterjeszti a [57]-ben ismerttetett kompozit lemez előnyeit az izokronikussággal, így túlszárnyalja elődeit mind a CsKD-re, mind a CsK-ra való semlegességben. Modellszámítást is végeztünk a spektrális csoportkésltetés-változásra a háromféle eszköz esetében egy teljes szabad spektrális tartománnyal végzett  $f_{CEO}$ -hangolásnál (45. ábra). A grafikonról az olvasható le, hogy az izokronikus ékpárnál a legkisebbek a függvényértékek, a görbe pedig laposabb, mint az ömlesztett kvarc ékeké. A kompozit lemez grafikonja szintén lapos a központi hullámhossz környezetében, mert azt CsKD-ben semleges hangolásra méretezték, de a függvényértékek az izokronikus eset fölött vannak, mivel a csoportkésltetés elhangolódását nem vették figyelembe a tervezéskor [57].



45. ábra: A különböző HBF-hangoló berendezéseken átbocsátott lézerimpulzusok spektrális csoportkésltetésének változása a HBF  $2\pi$ -vel való hangolása esetén.

## 7.4. Ék-triplettek és ék-multiplettek

Az ékpár anyagainak alkalmas megválasztásával sikerült jó közelítéssel egyszerre izokronikus és CsKD-re semleges hangolású ékpárt terveznem, de e cél elérésének van másik, *elvileg is pontos* módja. Használhatunk három éket a 46. ábrának megfelelő elrendezésben.



46. ábra: Három együttmozgó ékből összeállított elrendezés a HBF izokronikus és CsKD-re semleges hangolására.

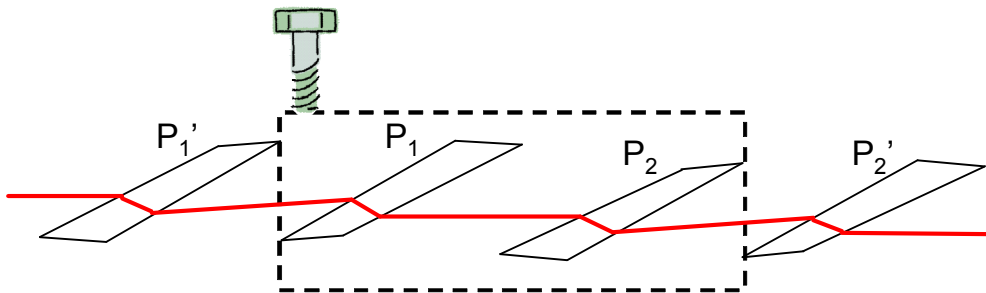
Ilyenkor a három ék anyaga adott, és a törőszögek méretezéséhez (29) helyett a

$$\Delta GD = [(n_{g,1} - 1)\Delta d_1 - (n_{g,2} - 1)\Delta d_2 + (n_{g,3} - 1)\Delta d_3] / c = 0$$

feltételi egyenletet, (30) helyett a

$$\Delta GDD = gdd_1 \cdot \Delta d_1 - gdd_2 \cdot \Delta d_2 + gdd_3 \cdot \Delta d_3 = 0$$

feltételi egyenletet kell kielégíteni ( $n_{g,k}$  és  $gdd_k$  értelemszerűen a  $k$ -adik ék anyagának csoport-törésmutatója és fajlagos csoportkésleltetés-diszperziója,  $d_k$  a nyaláb geometriai úthossza  $k$ -adik ékben, ahol  $k=1,2,3$ ). Az egyenletek felírásánál újra az eltoló lefelé mozgatásából indultam ki:  $P_1$  és  $P_3$  csúcsa lefelé áll, ezért bennük a geometriai úthossz nőni fog,  $P_2$ -ben pedig csökkenni. Ezért a  $\Delta d_1$ -et és  $\Delta d_3$ -at tartalmazó tagok pozitív, a  $\Delta d_2$ -t tartalmazó negatív előjellel számítanak az összegbe.



47. ábra: Az izokronikus ékpár kiegészítése két álló ékkel a szögdiszperzió kompenzálása céljából.

Az általam épített izokronikus ékpár maradék szögdiszperziója elhanyagolható hatással volt a felhasznált lézeroszcillátor működésére, más alkalmazások esetén azonban még ez a kis térbeli csörp is zavaró lehet. A maradék szögdiszperziót kompenzálni lehet azzal, ha a fényútba még két, nem mozgatható éket ( $P_1'$  és  $P_2'$ ) helyezünk a 47. ábrán látható módon rendre  $P_1$ -gyel és  $P_2$ -vel ellen-párhuzamosan.

A 48. ábra mutatja a legáltalánosabb elrendezést, mely  $m$  különböző anyagú és törőszögű ékből áll. Ezek közül  $i$  darab ( $P_1, P_2, \dots, P_i$ ) közös eltolón mozgatható. Az  $i$  mozgatható ékkel nemcsak az izokronicitás

$$\Delta GD = \left[ -(n_{g,1} - 1)\Delta d_1 + (n_{g,2} - 1)\Delta d_2 + \dots - (n_{g,i} - 1)\Delta d_i \right] / c = 0$$

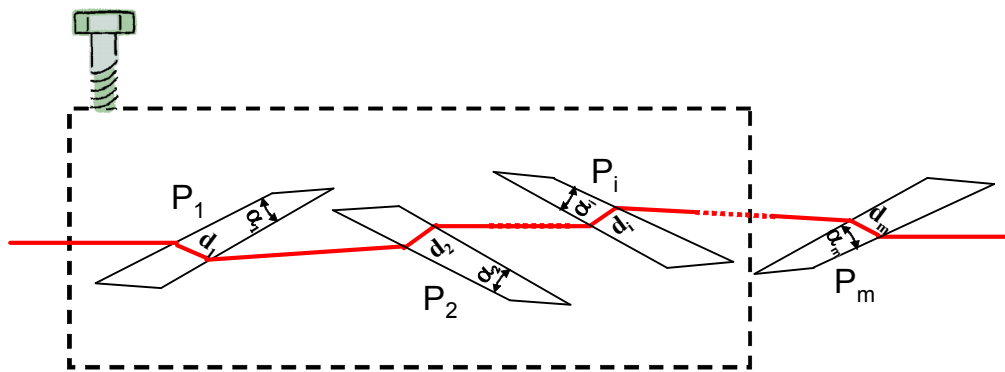
feltétele és a

$$\Delta GDD = -gdd_1 \cdot \Delta d_1 + gdd_2 \cdot \Delta d_2 + \dots - gdd_i \cdot \Delta d_i = 0$$

másodrendű diszperzióra való semlegesség feltétele elégíthető ki, hanem a

$$\Delta TOD = -tod_1 \cdot \Delta d_1 + tod_2 \cdot \Delta d_2 + \dots - tod_i \cdot \Delta d_i = 0$$

figyelembe vételével harmadrendű diszperzióra ( $tod_k$  a  $k$ -adik ék anyagának fajlagos harmadrendű diszperziója,  $k=1,2,\dots,m$ ), sőt 4-ed, 5-öd, ...,  $(i-1)$ -edrendű diszperzióra is semleges hangolás érhető el. Mivel  $P_1$  és  $P_i$  csúcsa felfelé áll, a korábbi meg gondolások alapján az egyenletek felírásánál a  $\Delta d_1$ -et és  $\Delta d_i$ -t tartalmazó tagokat negatív előjellel vettem figyelembe. A  $P_2$  lefelé mutat, ezért a  $\Delta d_2$ -s tagot negatív előjellel adtam az összeghez. A  $P_m$  nem mozog az eltolóval, így az egyenletek a  $\Delta d_m$ -et nem tartalmazzák.



48. ábra: Általánosított elrendezés  $i$  db mozgó és  $(m-i)$  db álló ékből, mely  $(i-1)$ -edrendű fázis- és  $(m-i)$ -edrendű szögdiszperzióra kompenzált.

Az eltolón kívül elhelyezett  $(m-i)$  ék  $(P_{i+1}, \dots, P_m)$  a szögdiszperzió kompenzálására szolgál. Egy álló ék az elsőrendű szögdiszperziót képes kompenzálni, kettő az első- és másodrendűt,  $(m-i)$  darab az elsőtől az  $(m-i)$ -edrendig kompenzál.

A 48. ábrán látható ékek beállítása nemcsak abban különbözik egymástól, hogy törőélük felfelé vagy lefelé áll, hanem abban is, hogy a beeső nyaláb a beesési merőlegestől felfelé vagy lefelé van körülbelül Brewster-szögbe állítva. Ezen irányok alkalmas megválasztása lehetőséget ad a nyaláb optikai tengelyre merőleges eltolódásának minimalizálására.

Megjegyzendő még, hogy ha nem ragaszkodunk a felületekre való beesés minél pontosabb Brewster-szögbe állításához, hanem a beesési szöget is szabad paraméterként kezeljük, akkor természetesen ugyanannyi ékkel magasabb rendig lehet diszperzióra semleges HBF-hangolást, ill. szögdiszperzió-kompenzálást elérni.

## **7.5. Összegzés**

Bemutattam egy izokronikus és CsKD-re semleges hangolású ékpár tervezését. Demonstráltam, hogy ez az ékpár úgy teszi lehetővé a hordozó-burkoló fázis rezonátoron belüli szabályozását, hogy elhanyagolható mellékhatással van a rezonátor körüljárási idejére és összes CsKD-jére. Összehasonlítva az ömlesztett kvarc ékekkel, a csoport- és a fáziskésleltetés szabályozásának ortogonalitását több mint egy nagyságrenddel sikerült megnövelni, észrevehető szög- vagy fázisdiszperziós mellékhatások nélkül. Ez különösen olyankor lehet hasznos, amikor a lézer ismétlési frekvenciájának szinkronban kell lennie egy adott külső frekvenciával. A rezonátoron kívüli alkalmazások is érdekesek lehetnek, pl. attoszekundumos pumpa-próba kísérleteknél pontos hordozó-burkoló fázis beállítást tesz lehetővé az egyik karban anélkül, hogy a karok közötti időkülönbséget hátrányosan befolyásolná.

## **8. A nyalábirány-stabilizálás megvalósítása és egyéb fejlesztések a TeWaTi lézerrendszeren**

Az impulzuserősítő-rendszerek jó előerősítése és az előállított impulzusok hordozóburkoló fázisstabilitása megköveteli a jel- és pumpanyalábok irányának állandóságát. Ebben a fejezetben ismertetem a TeWaTi lézerrendszer jel- és pumpanyalábjai képfeldolgozáson alapuló iránystabilizálásának fejlesztését és építését, valamint a rendszer vezérlésének tökéletesítésére végzett további munkáimat. Eredményeimből egy konferencia-előadás [88], valamint vezetésemmel egy TDK dolgozat [89] született, a továbbfejlesztett lézerrendszerrel végezhető nagy pontosságú anyag-megmunkálási kísérletekről pedig egy referált folyóiratcikk jelent meg [90]. Az ismertetett nyalábstabilizálási eljárást a Laboratoire d'Optique Appliquée intézet Few-Cycle Physics csoportjának erősítőrendszerében szintén megvalósítottam.

### ***8.1. A képfeldolgozáson alapuló nyalábirány-stabilizálás fejlesztése***

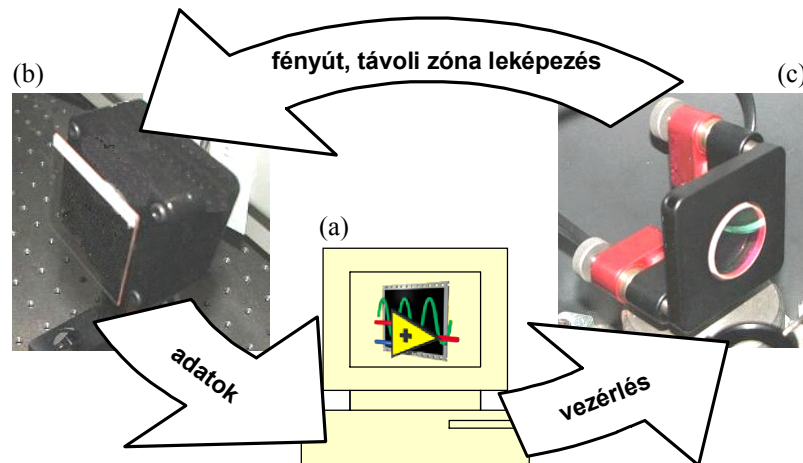
A TeWaTi lézerrendszer erősítendő magimpulzusait egy házi építésű prizmás impulzuskompresszorral ellátott, Kerr-lencsés módusszinkronizált Ti:zafir oszcillátor szolgáltatja. Az impulzusok központi hullámhossza 800 nm, időbeli hosszuk 15 fs. Az impulzussorozat ismétlési frekvenciája 71 MHz, tehát ez egy kvázifolytonos nyaláb.

A pumpaenergiát egy frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer (Spectra Physics Quanta Ray Pro) szolgáltatja 10 Hz ismétlési frekvenciával 532 nm-es hullámhosszon. A pumpaimpulzusok energiája mintegy 450 mJ, időtartamuk 6 ns.

Munkám megkezdése előtt a jel- és pumpanyalábok irányát a 4. fejezetben ismertetett módon, a távoli zóna vizuális megfigyelésével ellenőriztük és egy-egy tükkörtartó kézi beállításával helyesbítettük. A távoli zóna fényfoltjait egy-egy videokamera chipjén állítottuk elő dielektrikumtükrökön átszivárgó fény fókuszálásával, a referenciahelytől való eltérést pedig képernyőn figyeltük.

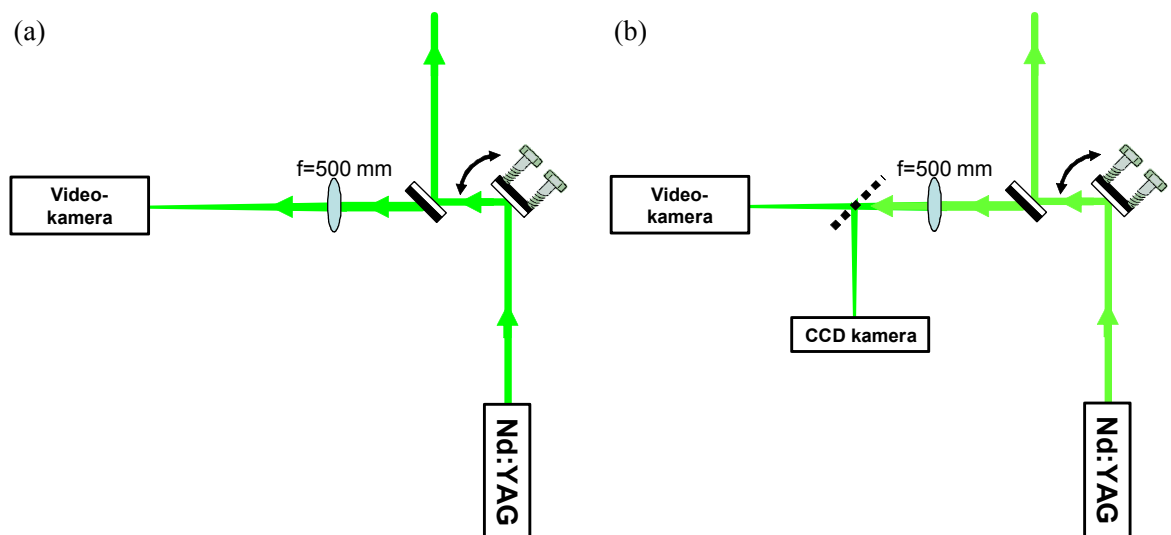
Az új nyalábirány-stabilizáló rendszer alapjául szintén a távoli zóna figyelését választottam, de a referenciával való összehasonlítás és a korrigálás feladatait automatizáltam, és a lézerrendszer LabVIEW grafikus programozási környezetben megírt vezérlőprogramjába (49.a ábra) integráltam. A fényfolt megfigyelésére ezért számítógéppel kiolvasható CCD kamerákat (49.b ábra, Electrim EDC-2000N, térbeli felbontása:  $652 \text{ pixel} \times 494 \text{ pixel} = 4.84 \text{ mm} \times 3.67 \text{ mm}$ ) építettem be a rendszerbe, az irány

számítógéppel vezérelhető beállítása céljából pedig piezoelektromos úton mozgatható tükörtartókra (New Focus Picomotor) cseréltem a hagyományos tükörtartókat. A kézi iránybeállítás lehetősége továbbra is megvan, az erre szolgáló gombok megfigyelhetők a 49.c ábrán.



49. ábra: Az ismertett nyalábirány-stabilizáló rendszer alapvető blokkdiagramja.

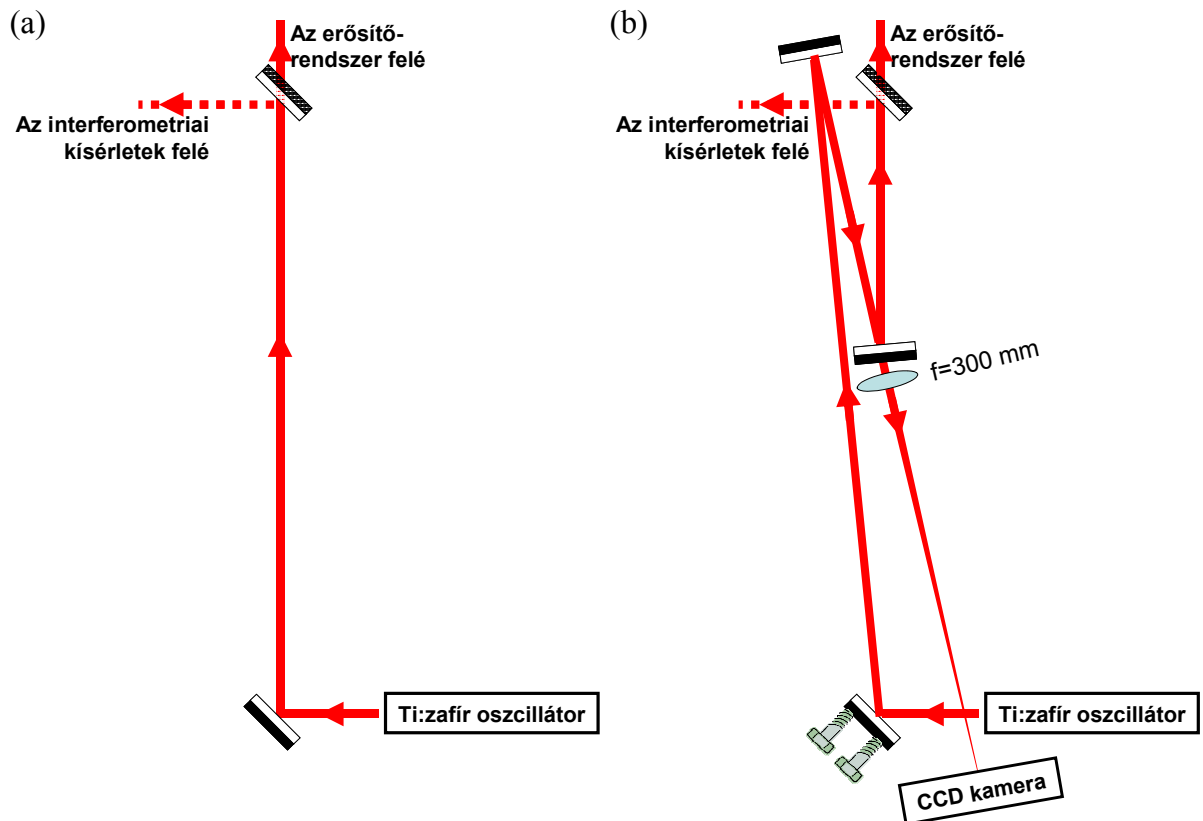
A pumpanyaláb irányának monitoron való közvetlen megfigyelésére szolgáló kamerát meghagytam, de egy nyalábosztóval kettéosztottam a fókuszált fénysugarat, és a CCD kamerát a reflektált fényfolt megfigyelésére állítottam be (50. ábra).



50. ábra: Az automatizált távolizóna-figyelés és korrigálás által igényelt átalakítások a pumpanyaláb fényútján, átalakítás előtt (a) és után (b)

A jel-nyaláb irányának távoli zóna leképezését közvetlenül a Ti:zafír oszcillátor kimenete után hoztam létre. Ezen a ponton korábban nem volt irányfigyelés, ezért két terelőtükröt építettem alkalmasan a fényútba, hogy szivárgó fény álljon rendelkezésre

(51. ábra). Az oszcillátor fényét az erősítőrendszerben is és — egy billenthető tükörrel elterelve — önálló interferometriai kísérleteknél is használjuk, ezért kétszeresen is fontos volt olyan elrendezést találnom, amely csak kevésbé módosítja a korábban megtervezett fényutakat.



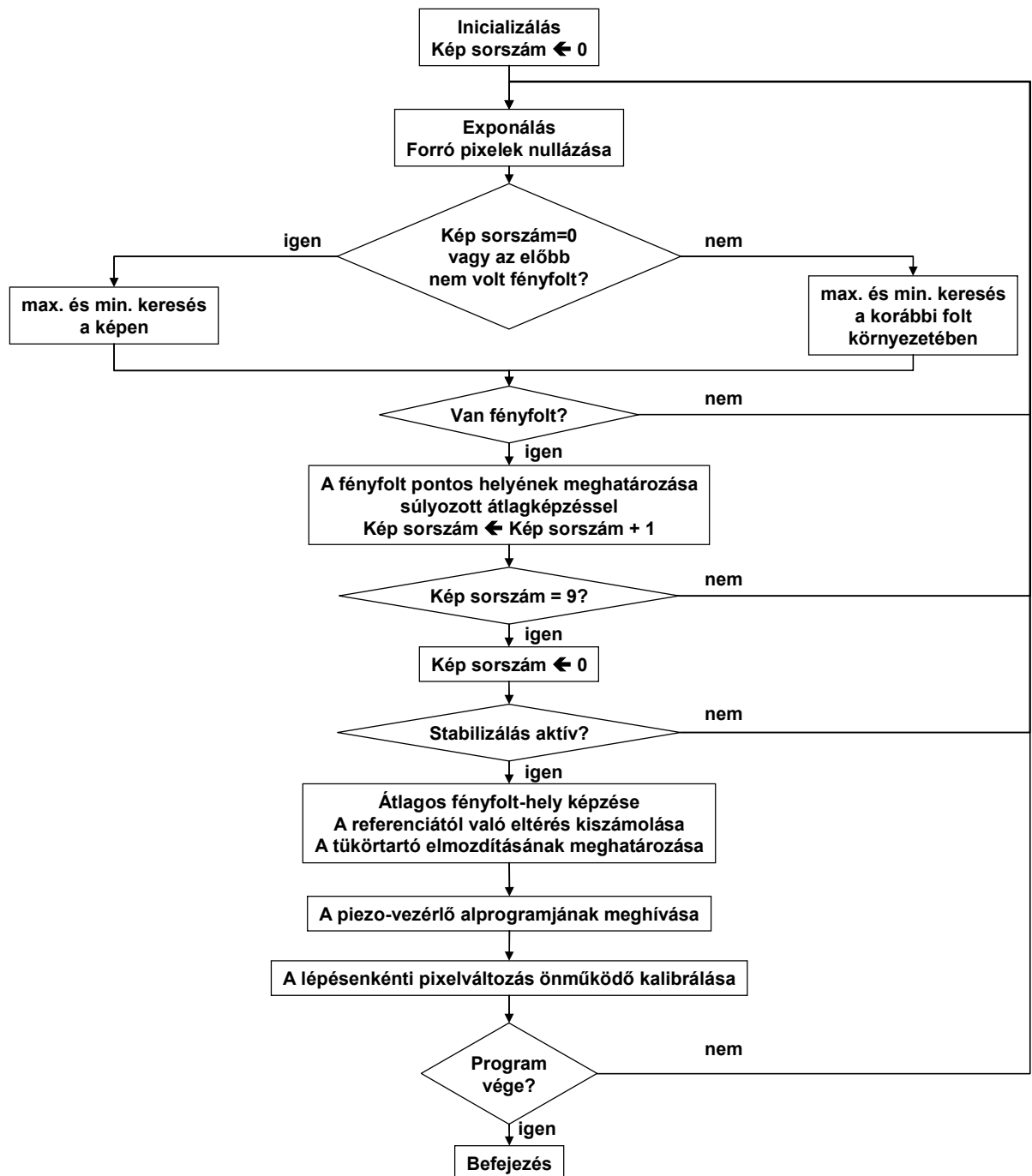
51. ábra: Az automatizált távolizóna-figyelés és korrigálás által igényelt átalakítások a jel-nyaláb fényútján, átalakítás előtt (a) és után (b)

Az ezután következő programozási munka alapvetően a kamerák és a motorizált tükörtartók közötti megfelelő mértékű negatív visszacsatolás létrehozására irányult. Ezt a számítógépes algoritmus teremti meg. Alapvető lépései:

1. A kamera többszöri kiolvasása, a képeken a fényfolt megkeresése;
2. A fényfoltok súlypontjának kiszámítása, ezek átlagolása;
3. A referencia és az átlagos hely különbségének megállapítása;
4. A referenciára való visszaálláshoz szükséges tükörtartó-mozgatus kiszámítása a különbségből;
5. A tükörtartó elmozdítása a kiszámolt mértékben;
6. Vissza az 1. lépésre.



A referenciahely pixelekben kifejezett koordinátáit a program képes fájlból vagy billentyűzetről beolvasni. Ezáltal az új referenciahelyre való átállást az új koordináták begépelésére egyszerűsítettem.



52. ábra: Az ismertetett nyálábstabilizáló számítógépes algoritmus gyakorlatban használt, kibővített változata.

A megvalósítás során több, a beállítás pontosságát befolyásoló technikai problémát is megoldottam. Ilyen például a forró pixelek zavaró hatásának kiküszöbölése, a tükörtartó-mozgatus és a fényfolt elmozdulása közötti nem feltétlenül lineáris kapcsolat becslése,

illetve a külső jelhez szinkronizált kiolvasás (triggerelés) megvalósítása a pumpanyaláb esetén.

## **8.2. A stabilizálás pontosságának becslése**

A módszerrel elérhető pontosságot a detektor mérete (a pixelméret), a lefókuszált lézernyaláb átmérője és az objektív fókusz távolsága együttesen határozza meg. Ideális esetben a fénynyaláb fókusza pontosan egy pixelt világítana ki. Egyetlen pixel gerjesztése a gyakorlatban nehezen kivitelezhető, ráadásul ezek elektronikusan is kölcsönhatásban állnak egymással („áthallás” van közöttük). A paraxiális optika szerint a lencse fókusz távolságának növelésével egyenes arányban nőne a pontosság, mert a helyes iránytól adott szögben eltérő nyaláb nagyobb távolságra lefókuszálva messzebb kerül az ernyőn (vagy a kamera chipjén) attól a helytől, ahová a helyes irányú nyaláb fókuszálna. Így kisebb eltéréseket is lehetne észlelni, de a valóságban a diffrakció miatt a hosszabb fókusz távolsággal a folt mérete is növekszik, ami a pontosságot csökkenti. Ezért a pixelméret és a fókusz távolság közötti ésszerű kompromisszumot kell megtalálni.

A pumpanyaláb fókuszálásához 500 mm fókusz távolságú lencsét választottam. Tapasztalat szerint a fókuszált fényfolt helyét a súlypont-képzés és az átlagolás révén kb. 2/3 pixel bizonytalansággal lehet megbecsülni. Figyelembe véve egy-egy pixel 7.5  $\mu\text{m}$ -es méretét, mintegy 10  $\mu\text{rad}$ -os nyalábirány-mérési pontosság adódik.

A jel-nyaláb fókuszálásához 300 mm-es fókusz távolságú lencsét használok, a fényfolt helyének meghatározási pontosságát pedig kb. 1/3 pixelnek tapasztaltam. Az előzőhöz hasonló módon 8  $\mu\text{rad}$ -os nyalábirány-mérési bizonytalanság adódik.

A piezo-vezérelt tükörtartókkal a nyalábok iránya ezeknél kisebb, kb. 1.5  $\mu\text{rad}$ -os lépésenként állítható, ezért a fenti mérési pontosságok egyben a stabilizált nyaláb iránytartási pontosságai is.

## **8.3. Egyéb fejlesztések a TeWaTi-n**

A pumpáló lézernyalábok energiájának szabályozását *félhullámlemezek és polarizációs nyalábosztókockák kombinációi* teszik lehetővé. A  $\lambda/2$ -lemezek korábbi, kézi forgatási módja nem volt kellő pontossággal reprodukálható, amellet biztonságossága is kívánnivalókat hagyott maga után. A félhullámlemezeket számítógéppel vezérelhető léptetőmotorokra (OWIS DRT 40) szereltem. Ezáltal az energiabeállítás pontossága 1 mJ-ra javult a korábbi 15 mJ-lal szemben.

A fénnyútak elzárásának és megnyitásának korábban egyetlen módja *nyalábcsapdák* (*beam dumperek*) behelyezése és eltávolítása volt. A nyalábcsapdát és a kísérleti elrendezést azonban gyakran méterek választják el egymástól, ami a munkát kényelmetlenné és lassúvá teszi. Ennek megoldására számítógéppel gyorsan, biztonságosan és kényelmesen vezérelhető elektromechanikus fénymegszakítókat készítettem és építettem be a lézerrendszer főbb fénnyútjaiba. A fénymegszakítók nyitva tartásának időtartama 0.1 s pontossággal beállítható, ezzel anyagtudományi kísérleteknél kényelmesen szabályozható a besugárzás mennyisége.

A lézerrendszer *indítása és leállítása* összetett, de állandóan ugyanúgy ismétlődő folyamat, melynek nagy részét (főleg a beiktatott várakozások idejének mérését) számítógép is el tudja végezni. Ezért kidolgoztam a rendszer automatizált indítását és leállítását. Ez a mindennapi gyakorlatban megbízható, gyors indítást és leállítást tesz lehetővé, és általa elkerülhetővé válnak az olyan emberi hibák, mint az indítási-leállítási folyamatok részfeladatai sorrendjének cseréje vagy valamelyikük kihagyása.

## **8.4. Összegzés**

A kifejlesztett képfeldolgozás-alapú aktív nyalábirány-stabilizáló elrendezés és algoritmus segítségével a TeWaTi rendszer jel- és pumpanyalábjának iránytartását kb. 0.01 mrad-ra javítottam, ami lényegesen jobb, mint pl. a pumpalézer saját specifikációja (0.5 mrad).

A lézerrendszeren hardveres és szoftveres fejlesztéseket végeztem a biztonságosság, a kényelmes használat és az eredmények jobb reprodukálhatósága érdekében: számítógéppel pontosan vezérelhető félhullám-lemez elforgatókat és fénymegszakítókat építettem be, továbbá automatizáltam a rendszer indítását és leállítását.

## Összefoglalás

Értekezésemben az ultrarövid lézerimpulzusok fázisderiváltjainak meghatározására, hordozó-burkoló fázisuk változásának mérésére és mellékhatások nélküli szabályozására, valamint a lézernyalábok iránycsúszásának kiküszöbölésére irányuló munkáimat ismertettem. Eredményeimet a következő tézispontokban foglalom össze:

1. Új eljárást adtam fázismodulált-impulzus erősítőrendszerek diszperziójának beállítására [58,59]: Részt vettem az állandó fázispont módszer kétdimenziós kiterjesztésének kidolgozásában. Közös optikai elrendezést használó, spektrálisan bontott interferometriai eljárásokat javasoltam a diszperzió kvantitatív mérésére, valamint az impulzusnyújtó-összenyomó rendszer csoportképleltetés-diszperziója durva és finom beállításának kvalitatív, valós idejű ellenőrzésére, mely feladatokra korábban alapvetően eltérő mérőmódszerek szolgáltak. Végül a kidolgozott beállítási és mérési eljárást kísérletileg alkalmaztam a TeWaTi lézerrendszeren.

2. Új optikai elrendezést és eljárást adtam meg a hordozó-burkoló fázis csúszásának mérésére [64–66]: Numerikus modellt alkottam egy kétsugaras és egy soksugaras interferométer kombinációjából származó spektrálisan és térben bontott interferencia-csíkrendszer láthatósága és a hordozó-burkoló fáziscsúszás közötti összefüggésre. A modell segítségével megvizsgáltam a soksugaras interferométer jóságának, a detektor véges integrációs idejének, a soksugaras interferométer hossza rezonanciától való elhangolásának és fluktuációjának, a levegő diszperziójának és más kísérleti körülmények hatását a láthatóság–fáziscsúszás függvényre.

3. Kísérletileg megvalósítottam az előző pontban kidolgozott mérési eljárást egy lézeroszcillátor impulzussorozatára. A modellszámításokkal kiváló egyezésben kimutattam, hogy a spektrálisan bontott interferenciacsík-rendszer láthatósága egyértelműen függ a HBF-csúszástól.

Ez az eljárás a világon az első és mostanáig az egyetlen olyan, a HBF-csúszás mérésére szolgáló technika, mely teljes egészében lineáris optikán alapul. Ennek következtében alkalmazhatósága nagymértékben független az impulzusok sávszélességétől és intenzitásától, így akár pikoszekundumos lézerek, vagy a telekommunikációban

használatos nagyon kis csúcsteljesítménnyel rendelkező impulzuslázerek jellemzésére is alkalmas.

4. Új kísérleti elrendezést és eljárást fejlesztettem ki a hordozó-burkoló offszet-frekvencia izokronikus hangolására, mely működése során jó közelítéssel változatlanul hagyja a rajta áthaladó lézerimpulzusok csoportkésleltetését és csoportkésleltetés-diszperzióját [84,85]. Az eljárást kísérletileg is demonstráltam: megépítettem a két különböző üvegből készült ékpáron alapuló eszközt. Az ékpárt egy eredetileg azonos anyagú ékpárral stabilizált femtoszekundomos oszcillátorba építettem be. A kimeneti sáv szélesség és a teljesítmény elhanyagolható változása mellett közel két nagyságrenddel sikerült csökkentenem a HBO frekvencia hangolásának az ismétlési frekvenciára gyakorolt mellékhatását a gyárilag beépített ömlesztett kvarc HBO-hangoló ékekhez képest.

5. Képfeldolgozáson alapuló aktív nyalábirány-stabilizáló rendszert fejlesztettem ki és építettem meg, mely a TeWaTi lézerrendszerben mind az erősítetlen jel-nyaláb mind az erősített pumpáló lézernyaláb irányát képes stabilizálni [88]. Ezáltal az erősített impulzusok hordozó-burkoló fázisát függetleníteni lehet a jel és a pumpa nyalábok iránycsúszásaitól, másrészt így a pumpáló lézert önmagában is nagy pontosságú anyagmegmunkálásra vehettük igénybe [90]. A fénynyalábok irányának stabilan tartásával, valamint a vezérlés további tökéletesítésével a lézerrendszer fejlesztése könnyebbé, üzemeltetése egyszerűbbé és jobban betaníthatóvá vált.

# Summary

## ***Preliminaries and goals***

For optimal operation of high power laser systems it is vital to be able to measure the phase- and angular dispersion of the system and the slippage of the carrier-envelope phase in the output pulse train. For these measurements a simple, linear technique can be used: the spectrally and spatially resolved interferometry.

Beyond the ability to measure, it is advantageous to have a device for the tuning of carrier-envelope phase, that does not change the group delay and group delay dispersion of the transmitted pulses as a side effect, because in the case of intra-cavity usage it does not detune the repetition rate and the temporal length of the emitted pulses.

I have carried out my interferometric experiments in the TeWaTi laser lab, which is located at the Department of Optics and Quantum Electronics at the University of Szeged, and in the laboratories at the Max Born Institute in Berlin. During these measurements and the operation of the TeWaTi system I have experienced, how stringent beam pointing requirements are claimed by the optical experiments, especially the ones utilizing nonlinear effects and the ones that need exact carrier-envelope settings.

There is no single technique for monitoring the residual dispersion of a chirped-pulse amplification system upon alignment, because the residual dispersion changes over several orders of magnitude. For estimation nowadays e.g. streak cameras can be used in the pulse length regime of 10-500 ps, and autocorrelators under 100 fs, but these are essentially different devices.

**1. *My first goal is to develop an adjusting method of residual dispersion in pulse stretcher–compressor systems, that uses the same, real-time monitoring capable optical setup based on spectrally and spatially resolved interferometry for the coarse and the fine elimination of dispersion.***

The CEP-measurement of laser pulses having at least octave bandwidth is nowadays mostly carried out using the  $f$ -to- $2f$ -method. In the case of narrower spectra it is possible to broaden the bandwidth at the cost of one more nonlinear conversion step e.g. in a microstructure fiber. All these methods are quite demanding both in bandwidth and in intensity, so pulses having a transform-limited length above 20 fs practically cannot be

measured. Therefore,  $f$ -to- $2f$  interferometry has found widespread use for Ti:sapphire lasers and fiber lasers only, effectively excluding the CEP-measurement of many other lasers e.g. picosecond lasers and GHz lasers with rather low peak power as used in telecommunication applications.

**2. *My second goal is to develop a novel method based on spectrally and spatially resolved interferometry for the measurement of carrier-envelope phase slippage virtually independent of bandwidth and pulse power.***

The tuning of carrier-envelope phase is nowadays mostly done by means of fused silica wedges, that are built into the light path pairwise, and one of them can be translated perpendicular to the beam, which causes the phase and the group delay of the pulses to vary by different amounts. This technique has a side effect, namely also the transit time in the wedges is varied, which causes repetition rate changes on intra-cavity use and timing detuning on extra-cavity use in attosecond pump-probe experiments. The variation of wedge material amount in the beam path affects the phase modulation of the pulses, too.

**3. *My third goal is to design a novel carrier-envelope phase tuning setup, that does not detune the group delay and the group delay dispersion of the transmitted pulses as a side effect.***

In pulse amplifier systems both the achieved peak power and the carrier-envelope phase of the amplified pulses depend strongly on the angle of the signal and pump beams to each other and to the amplifier crystal. If the direction of the beams vary in time, neither the amplification, nor the carrier-envelope phase can be stable. These disadvantageous effects can be suppressed by using active beam-pointing stabilization. Quadrant detectors have a disadvantage, namely if the direction of the monitored beam is modified due to adapting the elements of the laser system to the given experiment, the detector has to be realigned, in order to have a laser spot exactly at the meeting point of the four sensing areas.

**4. *My fourth goal is to develop and realize an active beam-pointing stabilization system for signal and pump beams of the TeWaTi system, that is flexible, without the need of readjusting in the case of beam modifications due to system development, and that has enough accuracy to cancel the effects of beam-pointing drifts in the carrier-envelope phase of the amplified pulses.***

## ***Methods of investigation***

1. The unamplified beam of a home built Ti:sapphire oscillator was used for characterizing the pulse stretcher and the stretcher–compressor system of the TeWaTi laser system. The central wavelength was 800 nm, the temporal length of the pulses was 15 fs and the repetition rate was 71 MHz. Both the stretcher and the compressor consist of two gratings of a density of  $1200 \text{ mm}^{-1}$ , and the stretcher includes a spherical mirror of a focal length of 500 mm. When using the stationary phase point method for GDD measurement in the stretcher, I used a modified Jobin–Yvon H-20 monochromator with an Electrim EDC-2000N CCD camera (resolution  $652 \text{ pixel} \times 494 \text{ pixel}$ ) in the image plane. The spectral resolution of this system was 0.1 nm. For the GDD elimination of the laser system I used a home-built spectrograph ( $f_{\text{coll}}=50 \text{ mm}$ ,  $f_{\text{obj}}=100 \text{ mm}$ , grating:  $650 \text{ mm}^{-1}$ ) with a spectral resolution of 1 nm.

2. For the theoretical investigations of the novel linear CEP slippage measuring method a numerical code was run in MathCAD. In the experimental demonstration I used a 10 fs FemtoPower Compact Pro oscillator operating at the central wavelength of 803 nm and at a repetition rate of 87.4 MHz. For the independent measurement of the CEP slippage rate I used a home-built  $f$ -to- $2f$  interferometer and a spectrum analyzer (Rohde & Schwarz FSP7), which measured the CEO frequency with an accuracy of 0.2 MHz. According to (14), the CEP slippage can be calculated from the CEO frequency if the repetition rate is known. The latter was measured using a fast photodiode and a universal frequency counter (Agilent 53131A) with an accuracy of 1 Hz.

3. When designing the isochronic CEP-tuning wedgepair I used the data sheets of the Schott optical glasses [86] to find a combination of materials suitable for both izochronic *and* GDD-neutral CEP tuning, and a ray-tracing code written in MathCAD to find the appropriate apex angles of the wedges. This program considered the nearly Brewster-angle incidence on the surfaces and the dispersion of ambient laboratory air [82]. In the experimental demonstration the CEO frequency and the repetition rate was measured again using the same system as in the previous measurement.

4. I use two Electrim EDC-2000N CCD cameras for capturing the location of the focused laser spots of the signal and pump beams. The focusing lenses have focal lengths



of 300 mm and 500 mm, respectively. The feedback is provided by Newport Picomotor actuators built into the mirror mounts right after the lasers' output. The stabilization algorithm runs as a part of the control program of the TeWaTi system, which is written in LabVIEW. The pump beams are attenuated by combinations of halfwave plates and polarization beam-splitter cubes. The beam energies are controlled with high precision by rotating the halfwave plates using Owis DRT 40 rotary stages with an accuracy of  $0.2^\circ$ . The rotary stages are controlled also by the control program of the laser system.

## ***Results***

1. I have proposed a new elimination method of residual dispersion in chirped-pulse amplification systems [58,59]: I have taken part in the development of a two-dimensional extension of the stationary phase point method. I have described spectrally and spatially resolved interferometric methods based on the same single optical setup for the quantitative measurement of dispersion, and for its qualitative monitoring during the coarse and fine tuning of the group delay dispersion of the stretcher-compressor system, which tasks otherwise use fundamentally different measurement techniques. I have also demonstrated the developed elimination and measurement methods experimentally on the TeWaTi laser system.

2. I have developed a novel method for measuring the carrier-envelope phase slippage [64–66]: I have created a numerical model for computing the visibility of the spectrally and spatially resolved fringes from the combination of a two-path and a multiple-path interferometer as the function of the carrier-envelope phase slippage rate. Using this model, I have investigated the influence of the finesse of the multiple-path interferometer, of the finite integration time of the detector, of the detuning of the multiple-path interferometer from resonance, of its path length fluctuations, of the dispersion of ambient air, and of other experimental and environmental conditions on the visibility vs. CEP slippage function.

3. I have demonstrated the measurement technique developed in the previous point in the case of the pulse train of a laser oscillator. In excellent agreement of the model results, I have shown, that the visibility of the spectrally and spatially resolved interference fringes depends uniquely on the carrier-envelope phase slippage rate.

This is the first and so far the only method for CEP-slippage measurement in the world, that depends solely on linear optics. As a consequence, its usability is to a great

extent independent of input bandwidth and intensity, hence it can be applied for the CEP-characterization of picosecond lasers and pulsed lasers with rather low peak power as used, e.g., in telecommunication applications.

4. I have developed a novel setup and technique for the isochronic tuning of the carrier-envelope offset frequency, that does not detune the group delay and group delay dispersion of the transmitted pulses as a side effect [84,85]. I have demonstrated the method experimentally by assembling the device consisting of the wedge-pair made of two different optical glasses. I have aligned the wedge pair for intra-cavity use in an oscillator that originally used two identical fused silica wedges for CEP-tuning. I have reduced the detuning of the repetition rate when tuning the CEO frequency by nearly two orders of magnitude with respect to the factory built-in fused silica CEP-tuning wedges altering the output bandwidth and power only by negligible amount.

5. I have developed and realized an active beam-pointing stabilization system based on image processing, which is able to stabilize the direction of both the signal and the pump beam of the TeWaTi laser system [88]. Hereby on the one hand I have made the carrier-envelope phase of the amplified pulses independent of the beam pointing drift of the signal and pump beams. On the other hand, the stabilized beam of the pump laser by itself can be used for high precision material processing [90]. By keeping the beam pointing stable, and by other improvements of laser control, the further development of the laser system has been eased, its operation is simpler and better to learn.

# Irodalomjegyzék

- [1] J.-C. Diels, W. Rudolph: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, techniques and applications on a femtosecond time scale*, (Academic Press, Boston, 1996).
- [2] *A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei*, szerk: Heiner Zsuzsanna, Dr. Osvay Károly, (Szegedi Tudományegyetem, 2006)
- [3] R. Szipőcs, A. Köházi-Kis, Appl. Phys. **B 65** (1997) 115-135
- [4] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, IEEE J. Quantum Electron. **QE-24** (1988) 398-403
- [5] J. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, F. Simoni, Appl. Opt. **24** (1985) 1270-1282
- [6] D. J. Kane, R. Trebino, Opt. Lett. **18** (1993) 823-825
- [7] C. Iaconis, I. A. Walmsley, Opt. Lett. **23** (1998) 792-794
- [8] W. H. Knox, Appl. Phys. **B 58** (1994) 225-235
- [9] I. A. Walmsley, L. Waxer, Ch. Dorrer, Rev. Sci. Instrum. **72** (2001) 1-29
- [10] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, C. A. Hirlimann, Opt. Lett. **13** (1988) 574-576.
- [11] L. Puccianti, Il Nuovo Cimento **2** (1901) 257-264
- [12] D. S. Rozhdestvenskii, Ann. Physik **39** (1912) 307-345
- [13] W. C. Marlow, Appl. Opt. **6** (1967) 1715-1724
- [14] K. Misawa, T. Kobayashi, Opt. Letters **20** (1995) 1550-1552
- [15] D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser, U. Keller, Opt. Letters **21** (1996) 486-488
- [16] D. Meshulach, D. Yelin, Y. Silberberg, J. Opt. Soc. Am. **B 14** (1997) 2095-2098
- [17] P. Bown, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino, S. Akturk, Opt. Express **14** (2006) 11892-11900
- [18] W. Amir, T. A. Planchon, C. G. Durfee, J. A. Squier, Opt. Lett. **32** (2007) 939-941
- [19] K. Osvay, K. Varjú, G. Kurdi, Appl. Phys. **B 89** (2007) 565-572
- [20] Zs. Bor, Z. Gogolák, G. Szabó, Opt. Lett. **14** (1989) 862-864
- [21] Z. L. Horváth, J. Klebniczki, G. Kurdi, A. P. Kovács, Opt. Commun. **239** (2004) 243-250
- [22] Zs. Bor, K. Osvay, B. Rácz, G. Szabó, Opt. Commun. **78** (1990) 109-112
- [23] Zs. Bor, K. Osvay, H. A. Hazim, A. Kovács, G. Szabó, B. Rácz, O. E. Martinez, Opt. Commun. **90** (1992) 70-72
- [24] A. P. Kovács, K. Osvay, Zs. Bor, R. Szipőcs, Opt. Letters **20** (1995) 788-790
- [25] A. Baltuška, T. Kobayashi, Appl. Phys. **B 75** (2002) 427-443
- [26] K. Osvay, G. Kurdi, J. Hebling, Zs. Bor, A. P. Kovács, R. Szipőcs, Opt. Letters **20** (1995) 2339-2341
- [27] K. Osvay, P. Dombi, A. P. Kovács, Zs. Bor, Appl. Phys. **B 75** (2002) 649-654
- [28] K. Varjú, A. P. Kovács, G. Kurdi, K. Osvay, Appl. Phys. **B 74** (2002) S259-S263
- [29] A. Kovács, Zs. Bor, R. Szipőcs, SPIE **3573** (1998) 588-591
- [30] C. Sainz, P. Jourdain, R. Escalona, J. Calatroni, Opt. Commun. **111** (1994) 632-641
- [31] H. T. Shang, Electron. Lett. **17** (1981) 603-605
- [32] L. M. Simohamed, F. Reynaud, Opt. Commun. **159** (1999) 118-128
- [33] P. Hlubina, M. Szpulak, D. Ciprian, T. Martynkien, W. Urbanczyk, Opt. Express **15** (2007) 11073-11081
- [34] V. N. Kumar, D. N. Rao, J. Opt. Soc. Am. **B 12**, 1559-1563 (1995)
- [35] W. N. Birchby, Proc. Natl. Acad. Sci. **13** (1927) 216-221
- [36] G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek, U. Keller, Science **286** (1999) 1507-1512
- [37] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz, Nature **414** (2001) 509-513
- [38] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, J. Ye, Science **293** (2001) 1286-1289
- [39] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villorosi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, S. De Silvestri, Nature **414** (2001) 182-183
- [40] A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, F. Krausz, Nature **421** (2003) 611-615

- [41] O. D. Mücke, R. Ell, A. Winter, J.-W. Kim, J. R. Birge, L. Matos, F. X. Kärtner, *Opt. Express* **13** (2005) 5163-5169
- [42] *Few-cycle laser pulse generation and its applications* (Tops. Appl. Phys. **95**), szerk: F. X. Kärtner, (Springer, 2004)
- [43] R. Th. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, *Opt. Lett.* **30** (2004) 78-80
- [44] M. Kakehata, H. Takada, Y. Kobayashi, K. Torizuka, H. Takamiya, K. Nishijima, T. Homma, H. Takahashi, K. Okubo, Sh. Nakamura, Y. Koyamada, *Opt. Express* **12** (2004) 2070-2080
- [45] Y. S. Lee, J. Sung, Ch. Nam, T. Yu, K.-H. Hong, *Opt. Express* **13** (2005) 2969-2976
- [46] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov, F. Krausz, *Opt. Express* **13** (2005) 6550-6557
- [47] E. Gagnon, I. Thomann, A. Paul, A. L. Lytle, S. Backus, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, A. S. Sandhu, *Opt. Letters* **31** (2006) 1866-1868
- [48] A. Couairon, J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller, A. Mysyrowicz, *J. Mod. Optics* **53** (2006) 75-85
- [49] J. Mauritsson, P. Johnsson, E. Gustafsson, A. L'Huillier, K. J. Schafer, M. B. Gaarde, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 013001
- [50] G. Steinmeyer, U. Keller, *Optical comb dynamics and stabilization*, in: *Femtosecond Optical Frequency Comb Technology: Principle, Operation, and Applications*. szerk: J. Ye, S. T. Cundiff (Springer, 2005)
- [51] S. Witte, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, *Appl. Phys. B* **78** (2004) 5-12
- [52] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 133901
- [53] D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, S. T. Cundiff, *Science* **288** (2000) 635-639
- [54] A. Apolonski, A. Poppe, G. Tempea, C. Spielmann, T. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 740-743
- [55] A. Poppe, R. Holzwarth, A. Apolonski, G. Tempea, C. Spielmann, T. W. Hänsch, F. Krausz, *Appl. Phys. B* **72** (2001) 373-376
- [56] F. Lindner, G. G. Paulus, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 113001
- [57] R. Ell, J. R. Birge, M. Aragchchini, F. X. Kärtner, *Opt. Expr.* **14** (2006) 5829-5837
- [58] A. P. Kovács, K. Osvay, G. Kurdi, M. Görbe, J. Klebniczki, Zs. Bor, *Appl. Phys. B* **80** (2005) 165-170
- [59] A. P. Kovács, K. Osvay, G. Kurdi, Zs. Bor, M. Görbe, J. Klebniczki, CLEO/Europe-EQEC, 2005, München, paper CF-13-TUE
- [60] G. Kurdi, K. Osvay, Z. Bor, I. E. Ferincz, J. Hebling, J. Klebniczki, A. P. Kovács, I. N. Ross, R. Szipöcs, M. Csatári, K. Varjú, in *Proc. XII UPS Conf.* szerk: Leo S. Olschki (Firenze, 2003) p. 249
- [61] I. N. Ross, A. J. Langley, P. Taday, in: *Rutherford Appleton Laboratory Rep. RAL-TR-2000-034*, (Chilton, UK, 2000)
- [62] D. Meshulach, D. Yelin, Y. Silberberg, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-33** (1997) 1969-1974
- [63] S. Nikitin, A. Ciu, Q. Fu: in (OSA Tech. Dig. Ser. **56**) (OSA, Washington, DC 2001) p. 274
- [64] K. Osvay, M. Görbe, Ch. Grebing, G. Steinmeyer, *Opt. Letters* **32** (2007) 3095-3097
- [65] K. Osvay, M. Görbe, Ch. Grebing, G. Steinmeyer, *Virtual Journal of Ultrafast Science* **6** (2007)
- [66] M. Görbe, Ch. Grebing, G. Steinmeier, K. Osvay, *Appl. Phys. B*, bírálat alatt
- [67] K. Osvay, M. Görbe, *Bandwidth-independent method and setup for detecting and stabilizing carrier-envelope phase drift of laser pulses by means of spectrally and spatially resolved interferometry*, PCT szabadalmi bejelentés, WO 2008/029187 A2, 09.05.2007
- [68] K. Osvay, M. Görbe, *Bandwidth-independent method and setup for measuring and stabilizing the carrier-envelope phase drift of laser pulses*, European Patent Application, 01136EP-1998E, 13.03.2008
- [69] M. Görbe, K. Osvay, International School of Quantum Electronics, 2006, Erice
- [70] K. Osvay, M. Görbe, ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics, 2006, Szentpétervár, paper FL-O-171
- [71] M. Görbe, K. Osvay, IAMPI, 2006, Szeged, paper MO14

- [72] K. Osvay, M. Görbe, CLEO/Europe-EQEC, 2007, München, paper CF-11-MON
- [73] K. Osvay, M. Görbe, Ch. Grebing, G. Steinmeyer, CLEO/QELS, 2008, San José, paper CThU6
- [74] Ch. Grebing, K. Osvay, M. Görbe, G. Steinmeyer, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 2008, Darmstadt
- [75] M. Görbe, K. Osvay, Ch. Grebing, G. Steinmeyer, Fizikus Vándorgyűlés 2007, Eger
- [76] F. W. Helbing, G. Steinmeyer, U. Keller, R. S. Windeler, J. Stenger, H. R. Telle, Opt. Lett. **27** (2002) 194-196
- [77] T. M. Fortier, J. Ye, S. T. Cundiff, R. S. Windeler, Opt. Lett. **27** (2002) 445-447
- [78] S. Koke, C. Grebing, B. Manschwetus, G. Steinmeyer, Opt. Letters **33** (2008) 2545-2547
- [79] R. Paschotta, A. Schlatter, S. C. Zeller, H. R. Telle, U. Keller, Appl. Phys. **B 82** (2006) 265-273
- [80] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter, U. Keller, Appl. Phys. **B 69** (1999) 327-332
- [81] S. T. Cundiff, J. Ye, Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 325-342
- [82] Á. Börzsönyi, Zs. Heiner, M. P. Kalashnikov, A. P. Kovács, K. Osvay, Appl. Optics, **47** (2008) 4856-4863
- [83] A. P. Kovács, K. Varjú, K. Osvay, Zs. Bor, Am. J. Phys. **66** (1998) 985-989
- [84] M. Görbe, K. Osvay, Ch. Grebing, G. Steinmeyer, Opt. Letters **33** (2008), megjelenés alatt
- [85] M. Görbe, K. Osvay, *Optical assembly for tuning the carrier-envelope phase of laser pulses*, European Patent Application, beküldve 2008. október 16-án
- [86] A Schott AG optikai üvegeinek adatlapjai, (10/10/2007) online elérhetők a <http://www.schott.com/> webcímen
- [87] K. Osvay, A. P. Kovács, Zs. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatári, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. **10** (2004) 213-220
- [88] Görbe M., Jójárt P., Kopasz K., Osvay K., Felsőfokú alapképzésben matematikát, fizikát és informatikát oktatók XXXII. Konferenciája 2008, Kecskemét
- [89] Jójárt P., Kopasz K., XVIII. OTDK, Informatikai Szekció, 2007, Miskolc
- [90] Á. Sipos, H. Tóháti, A. Szalai, A. Mathesz, M. Görbe, T. Szabó, M. Szekeres, B. Hopp, M. Csete, I. Dékány, Applied Surface Science (2008), elfogadva

## Gyakori rövidítések és magyar, valamint angol megfelelőik

<i>Magyar rövidítés</i>	Magyar kifejezés	Angol kifejezés	<i>Angol rövidítés</i>
<i>ÁFP</i>	állandó fázisú pont	stationary phase point	<i>SPP</i>
<i>ÁFP-módszer</i>	állandó fázispont módszere	stationary phase point method	<i>SPP method</i>
<i>CsK</i>	csoportkésltetés	group delay	<i>GD</i>
<i>CsKD</i>	csoportkésltetés- diszperzió	group delay dispersion	<i>GDD</i>
<i>HBF</i>	hordozó-burkoló fázis	carrier-envelope phase	<i>CEP</i>
<i>HBF-csúszás</i>	hordozó-burkoló fáziscsúszás	carrier-envelope phase slippage	<i>CEP-slippage</i>
<i>HBO frekvencia</i>	hordozó-burkoló offsetfrekvencia	carrier-envelope offset frequency	<i>CEO frequency</i>
<i>HRD</i>	harmadrendű diszperzió	third order dispersion	<i>TOD</i>
<i>STBI</i>	spektrálisan és térben bontott interferometria	spectrally and spatially resolved interferometry	<i>SSRI</i>

## Köszönetnyilvánítás

Ezúton fejezem ki köszönetemet témavezetőimnek, dr. Osvay Károlynak és dr. Kovács Attilának munkám irányításáért, valamint dr. Klebniczki Józsefnek és dr. Kőházi-Kis Ambrusnak, akik nekiindítottak doktori tanulmányaimnak.

Köszönet illeti a TeWaTi csoport tagjait, volt tagjait, távollevő tagjait és azon tagjait, akik nem is tudják magukról, hogy tagok. Szakmai és lelki támogatásuk, az általuk nyújtott légkör gyakran adott erőt és vidámságot munkámhoz. Köszönöm az élvezetes munkát, a jó hangulatot és a csokoládét Börzsönyi Ádámnak, Buzás Viktóriának, Heiner Zsuzsannának, Horváthné Tábi Mariannak, Jójárt Péternek, Kopasz Katalinnak, dr. Kurdi Gábornak, dr. Merő Márknak és Sipos Áronnak.

Külön köszönettel tartozom Heiner Zsuzsannának a kézirat alapos, értő átolvasásáért és hasznos bírálataiért.

Köszönöm családtagjaimnak is, hogy elviseltek, és hamar beletanultak, mikor kérdezősködhetnek, mikor kell értően bólogatniuk, és mikor jobb inkább békén hagyniuk.